DOTT. LEO GRAETZ - ING. CARLO ROSSI

LE NUOVE TEORIE ATOMICHE E LA COSTITUZIONE DELLA MATERIA

Sistema periodico - Teoria cinetica dei gas - Ioni, elettroni e raggi catodici - Raggi canali e spettri di massa - Radioattività e disintegrazione degli elementi - L'atomo di Rutherford - Isotopia - Raggi X ed analisi dei cristalli - Legge di Moseley e spettri d'alta frequenza - Spettri di righe, teoria dei quanti, modello di Bohr e microstruttura spettrale - La costituzione nucleare, atomica, molecolare e le proprietà degli elementi - Magnetismo atomico - Raggi atomici - Quanti di luce.

CON PREFAZIONE DEL PROF. G. CARRARA

Seconda edizione italiana notevolmente ampliata

CON 87 INCISIONI NEL TESTO

ULRICO HOEPLI
EDITORE LIBRAIO DELLA REAL CASA
MILANO

1925

INDICE SISTEMATICO

PREFAZIONE ALLA PRIMA EDIZIONE

Ho consigliato la traduzione di quest'opera dell'illustre fisico di Monaco e mi sono indotto a farvi una breve prefazione, non perchè l'opera stessa abbia bisogno di una presentazione agli studiosi specialisti del nostro paese, i quali da tempo la conoscono e l'apprezzano tanto per la chiarezza e il rigore dell'esposizione come per la logica e ben intesa successione degli argomenti, ma perchè l'importanza sempre maggiore che le nuove teorie atomiche vanno assumendo, ne rendono necessaria la conoscenza anche nel più largo strato delle persone colte non specializzate in questo indirizzo di studi.

Sono numerosi gli studiosi ed i professionisti che pur non essendo digiuni di chimica, pur avendola studiata con amore e facendone giornalmente uso, non hanno avuto modo o tempo di seguirne gli sviluppi ulteriori, e si trovano, davanti ai suoi vertiginosi progressi e ai nuovi problemi che essa affronta, insufficentemente preparati a comprenderne tutta la portata e ad apprezzarne l'immenso avvenire.

Ai giovani chimici, agli studenti universitari specialmente, questo libro del prof. Graetz può essere molto utile. Per essi, l'ingegnere Carlo Rossi, che ne ha curato con amore la traduzione, ha aggiunto molte note esplicative e illustrative, che hanno lo scopo di fornire notizie, riferimenti e spiegazioni che possono essere in qualche caso necessari a chi per la prima volta affronta queste difficili questioni.

Inoltre il traduttore vi ha aggiunto ancora una copiosa bibliografia che permetterà a chiunque lo volesse di ampliare e completare la sua coltura su questo argomento.

Sebbene le nuove teorie atomiche sieno soltanto all'inizio del

loro sviluppo, esse hanno già avuto nei fatti tali conferme ed hanno già sparso tanta luce su difficili e complesse questioni di comportamento chimico e fisico degli elementi, che oramai la chimica moderna non può essere studiata senza la loro conoscenza.

Per esse si può dire che una nuova chimica sta sorgendo, la *chimica della costituzione atomica.* Di questa si può comprendere facilmente l'importanza quando si pensi che è la base stessa delle nostre conoscenze chimiche e fisiche che viene profondamente ampliata, è nella struttura di quella che veniva fin qui ritenuta la pietra fondamentale della materia, che si incomincia a penetrare.

L'atomo materiale non è più una astrazione filosofica, o una ipotesi per spiegare le reazioni chimiche e le leggi che le regolano, ma appoggiata soltanto a prove indirette ed a misure relative. Esso non è, come si è ritenuto per oltre un secolo, una massa omogenea impenetrabile e indistruttibile. Questo estremo limite delle nostre conoscenze sulla struttura della materia è stato varcato, l'atomo è stato riconosciuto non soltanto una realtà immediata e misurabile in misure assolute, ma in esso si è provata la coesistenza di masse materiali e di cariche elettriche con funzioni ben determinate e movimenti ben definiti.

In questa struttura atomica si sono riconosciute e distinte le parti più esterne come quelle capaci di essere la sede dell'affinità chimica, da quelle più interne o nucleari capaci di determinare le caratteristiche atomiche del peso.

Così l'affinità chimica degli atomi, fin qui inesplicata forma di energia, viene a trovare nella struttura dell'atomo la sua localizzazione, mentre l'orbita degli elettroni capace di collegare più nuclei materiali ne diviene la causa. La strutturistica molecolare sulle basi della nuova struttura degli atomi rappresenterà la chimica dell'avvenire.

È in questo nuovo mondo che si rivela, vediamo all'orizzonte una ancor più grande generalizzazione: quella dell'unità della materia, non più ipotesi ardita ma realtà sperimentale.

Certo a nulla di più alto mai l'ingegno umano ha volto lo sguardo nè più superba vetta è stata contemplata più da vicino.

G. Carrara.

Milano, 7 Novembre 1923.

PREFAZIONE ALLA SECONDA EDIZIONE

È con vero compiacimento che aggiungo due parole alla seconda edizione italiana di questo magnifico libro.

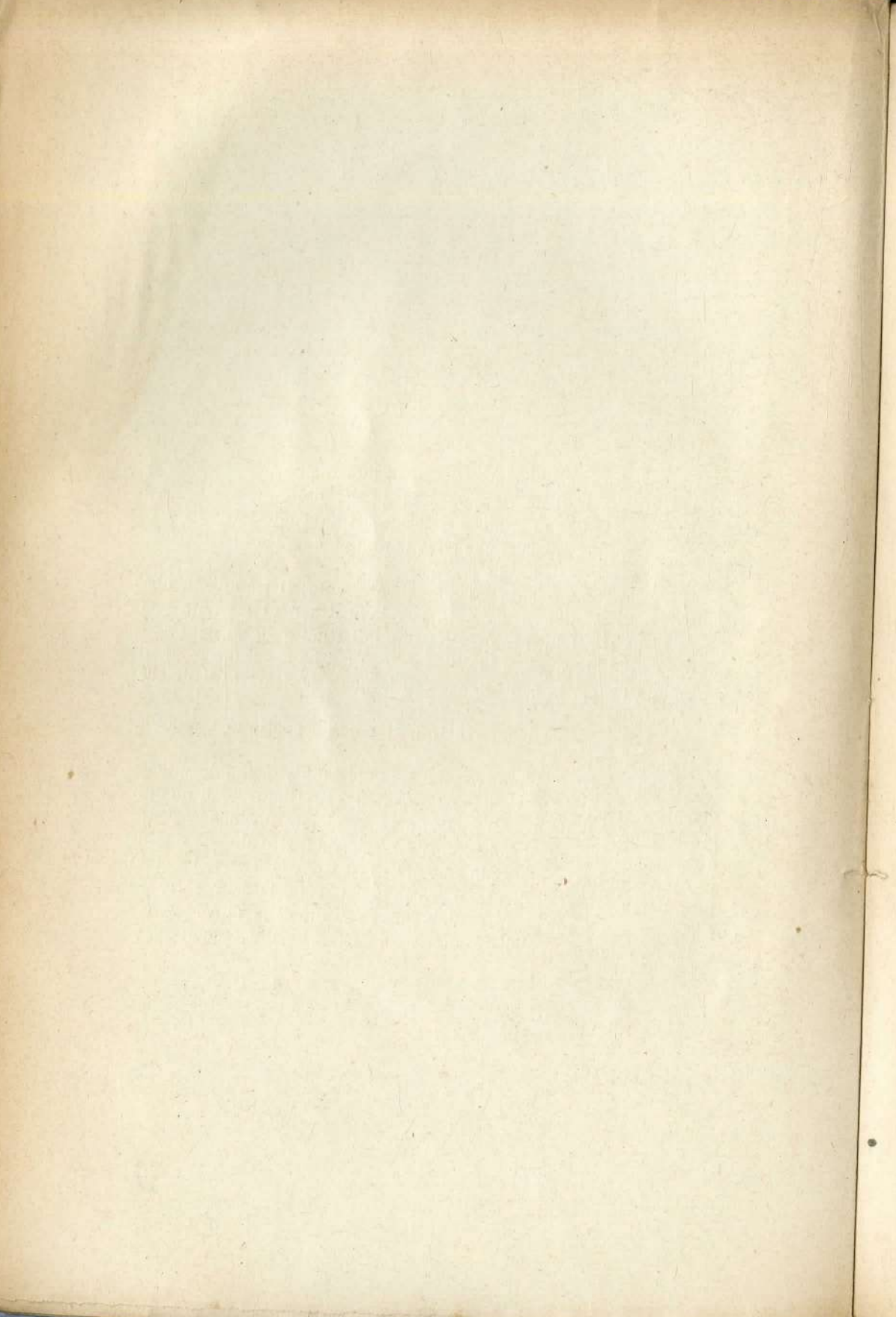
Un largo stuolo di studiosi e di docenti ha confortato del suo consenso la prima edizione che ebbe l'alto onore, per un libro scientifico, di essere esaurita in pochi mesi.

La nuova si presenta ancora più attraente; il traduttore l'ha completata con note e aggiunte che la mettono al corrente dei nuovi risultati ottenuti in questo campo di studi e gli va data ampia lode per lo scrupolo e la diligenza con cui ha saputo raccoglierli ed ordinarli e per la competenza con la quale ha trattato il difficile argomento.

Il progresso nel campo di questi studi è continuo e procede vertiginosamente.

Quelle che ieri erano ancora ipotesi dubbie o problematiche diventano oggi delle verità sperimentali altrettanto reali quanto le più note e indiscusse. Le misure approssimate divengono sicure e rigorose, i metodi di indagine si perfezionano, si acuiscono e sempre più lontano, sempre più addentro, la scienza penetra nel mondo fin qui misterioso degli atomi. Tutta la chimica e la fisica terrestre e celeste non è più comprensibile senza l'ausilio delle nuove teorie e senza la conoscenza delle grandi verità che esse illuminano.

G. CARRARA.

Gennaio 1925.

NOTE BIBLIOGRAFICHE [1]

Le opere segnate con ′) possiedono una traduzione francese; quelle con ″) inglese; con ‴), italiana; con ⁗) tedesca.

Per la chimica generale il lettore può utilmente consultare

GUARESCHI, *Nuova enciclopedia chimica.*
MELLOR, *Inorganic and theoretical chemistry,* 1923.
MOLINARI, *Trattato di chimica generale ed applicata,* 4 volumi, 1922.
OSTWALD, *Grundlinien der anorganischen Chemie,* 1922.
QUARTAROLI, *Trattato di chimica generale e inorganica,* 1922.

Per la chimica-fisica:

BENRATH, *Physikalische Chemie,* 1923.
CAMPETTI, *Compendio di chimica-fisica ed elettrochimica.*
JONES ‴), *Elements of physical chemistry.*
JELLINEK, *Lehrbuch der physikalischen Chemie.*
LEWIS W. C. MC. C. ′), *System of physical chemistry,* 3 vol., 1921.
MAZZUCCHELLI, *Elementi di chimica-fisica,* 1923.
NERNST ′) ″), *Theoretische Chemie,* 1921.
NERNST, *Die theoretischen u. experimentellen Grundlagen des neuen Wärmesatzes.* 2ª ediz. 1924.
OSTWALD, *Grundriss der allgemeinen Chemie,* 1923.
STEWART, *Recent advances in physical and inorganic chemistry,* 1918.
WALKER, *Introduction of physical chemistry,* 1922.

Per l'elettrochimica:

CARRARA, *Lezioni d'elettrochimica,* 1924.
FÖRSTER F., *Elektrochemie wässeriger Loesungen,* 1922.
LE BLANC ′), *Lehrbuch der Elektrochemie,* 1922.

Per la teoria cinetica dei gas:

BLOCH, *Théorie cinétique des gas,* 1921.
BYK, *Einführung in die Kinetische Theorie der Gase,* 1910.
JEANS, *The dynamical theory of gases,* 1923.
DEL LUNGO, *Teoria cinetica dei gas,* 1920.

---

[1] Le opere di quest'elenco appartengono quasi tutte agli anni 1920-1924 e si trovano o si procurano presso la Casa Editrice Libraria U. HOEPLI, Milano.

Per la teoria dei quanti:

BRILLOUIN, *La théorie des quanta et l'atome de Bohr.*
GERLACH, *Die experimentellen Grundlagen der Quantentheorie.*
LADENBURG, *Die Grundlagen der Quantentheorie u. ihre experimentelle Pruefung*, 1923.
LADENBURG, *Plancks elementares Wirkungsquantum*, 1921.
LANDÉ, *Fortschritte der Quantentheorie.*
MARSCH, *Theorie der Quanten und der Strahlung*, 1919.
PLANCK ') ''), *Die Entstehung und bisherige Entwicklung der Quantentheorie*, 1920.
REICHE, *Die Quantentheorie, ihr Ursprung und ihre Entwicklung*, 1921.
ROLLA, *I quanti d'energia ed il principio di Nernst.*
VALENTINER, *Die Grundlagen der Quantentheorie.*
VALENTINER, *Anwendungen der Quantenhypothese*, 1921.

Per la fisica generale:

BATTELLI e CARDANI, *Trattato di fisica sperimentale*, 2 vol.
BOUASSE, *Bibliothèque de l'ingénieur et du physicien*, 27 vol.
CANTONE, *Corso di fisica sperimentale*, 3 vol., 1923.
CHRISTIANSEN C., u. JOHS. J. C. MUELLER, *Elemente der theoretischen Physik*, 1921.
DESSAU, *Manuale di fisica.*
GRAETZ, *Die Physik*, 1923.
MURANI, *Trattato elementare di fisica*, 2 vol., 1922.
OLLIVIER H., *Cours de physique générale*, 1922.
PLANCK, *Thermodynamik*, 1922.
POYNTING and THOMSON, *A textbook of physics*, 1921.
ROITI, *Elementi di fisica.*
SCHAEFER, *Einführung in die theoretische Physik*, 1923.
SOMMERFELD, *Encyklopaedie der mathematischen Wissenschaften*. Vol. V, Physik.

Per l'energia raggiante:

BLANC, *Rayonnement*, 1922.
CHWOLSON, *Lehre der strahlenden Energie*, 1922.
FORESTIER, *L'énergie rayonnante*, 1923.
PLANCK M., *Vorlesungen über die Theorie der Wärmestrahlung*, 1923.
THOMPSON S. '), *Light, visible and invisible.*

Per l'isotopia:

ASTON '), *Isotopes*, 1923.
CURIE, *L'isotopie et les éléments isotopes*, 1924.
DAMIENS, *Les isotopes*, 1923.
DE BROGLIE, *Exposé concernant les résultats actuels relatifs aux éléments isotopes*, 1922.

Per la cristallografia e mineralogia:

ARTINI, *I minerali*, 2ª ediz., 1921.
BRAGG '), *X-Rays and crystal structure*, 1924.
DUTTON, *The natural history of crystals*, 1924.
GROTH, *Elemente der physikalischen u. chemischen Kristallographie*, 1921.
LINCK, *Grundriss der Kristallographie*, 1923.

KLOCKMANN, *Lehrbuch der Mineralogie*, 1923.
SCHOENFLIES, *Theorie der Kristallstruktur*, 1923.
TUTTON, *Crystallography and practical crystal measurement*, 1922.
VIOLA, *Trattato di cristallografia*, 1920.

Sugli atomi ed analisi spettrale:

ANDRADE, *The structure of the atom*, 1923.
BAKER, *Spectroscope and its uses in general analytical chemistry*, 1923.
BALY, *Spectroscopy*, 1924.
BAVINK, *Grundriss d. neueren Atomistik*, 1922.
BERTHOUD, *Les nouvelles conceptions de la matière et de l'atome*, 1923.
BERTHOUD, *La constitution des atomes*, 1922.
BOHR ') "), *Drei Aufsätze über Spektren u. Atombau*, 1922.
BOHR, *Ueber den Bau der Atome*, 1924.
BOUTARIC, *La vie des atomes*, 1923.
CARTER, *Vacuum spark spectra of metals*, 1923.
FOOTE and MOHLER, *The origin of spectra*, 1922.
FOWLER, *Report on series in line sepctra*, 1922.
GEHRKE, *Ueber das Viellinienspektrum des Wasserstoffs*, 1923.
GERLACH, *Atomabbau u. Atombau*, 1923.
HAAS, *Atomtheorie in elementarer Darstellung*, 1924.
HICKS, *The analysis of spectra*, 1923.
HOLST and KRAMERS, *Atom and the Bohr theory of its structure*, 1924.
INSTITUT INTERNATIONAL DE PHYSIQUE SOLWAY, *Atomes et électrons*, 1923.
INSTITUT INTERNATIONAL DE PHYSIQUE SOLWAY, *La structure de la matière*, 1923.
KAYSER, *Handbuch der Spectroscopie*, 1924.
KIRCHBERGER, *Die Entwicklung der Atomtheorie*, 1922.
KLAUS, *Atome, Elektronen, Quanten*, 1922.
LODGE, *Atoms and Rays*, 1924.
LORING, *Atomic theories*, 1921.
LYMAN '), *Spectroscopy of the extreme Ultra-violet*, 1924.
MEGGERS, *Practical spectrographic analysis*, 1922.
MIALL, *The structure of the atom*, 1922.
MILLS, *Within the atom*, 1922.
PASCHEN, *Seriengesetze der Linienspektren*, 1922.
PERRIN ""), *Les atomes*, 1921.
ROTH, *Konstanten der Atomphysik*, 1923.
RUSSELL, *The A. B. C. of atoms*, 1923.
SILBERSTEIN, *Report on quantum theory of spectra*, 1920.
SOMMERFELD ') "), *Atombau u. Spektrallinien*, 1924.
STOCK, *Ultrastruktur chemie* (*The structure of atoms*), 1923.
SULLIVAN, *Atoms and electrons*, 1924.
VERSCHOYLE, *The evolution of atoms and isotopes*, 1922.
WEBSTER, *General survey of the present status of the atomic structure problem*, 1921.

Sui raggi X:

ARTHUR, *Manuel of practical X-Rays work*, 1922.
BECKER, *Die Röntgenstrahlen als Hilfsmittel für die chemische Forschung*, 1924.

CERMAK, *Die Röntgenstrahlen*, 1923.
DE BROGLIE, *Les rayons X*, 1922.
DESSAUER, *Einführung in die Physik der Röntgenstrahlen*, 1923.
EWALD, *Kristalle u. Roentgenstrahlen*, 1923.
GÜNTHER, *Tabellen zur Röntgenspektralanalyse*, 1924.
HUPKA, *Die Interferenz der Roentgenstrahlen*.
KAYE, *Practical applications of X-Rays*, 1922.
KEMPTON, *The industrial applications of X Rays*, 1922.
LAUE, *Die Interferenz der Roentgenstrahlen*, 1923.
LAUE, ZEEMAN, LORENTZ, *Die Theorien der Radiologie*, 1925.
LEDOUX, LEBARD et DAUVILLIER, *La physique des rayons X*, 1921.
MARX, *Roentgenstrahlen. Handbuch der Radiologie*, vol. V, 1919.
NEUBURGER, *Krystallbau u. Röntgenstrahlen*, 1924.

Sulla fotochimica:

PLOTNIKOW, *Grundriss der Photochemie*, 1923.
PLOTNIKOW, *Lehrbuch der Photochemie*, 1920.

Sull'elettricità:

ABRAHAM, *Theorie der Elektrizität*, 2 vol., 1923.
BENISCHKE, *Die wissenschaftlichen Grundlagen der Elektrotechnik*, 1922.
CAMPBELL N. R. '), ''''), *Modern electrical theory*, 4 vol., 1913-1923.
DONDER, *Théorie du champ électromagnétique de Maxwell-Lorentz*, 1922.
FERRARIS, *Lezioni d'elettrotecnica*.
GRAETZ '''), *Die Elektrizität*.
GRAETZ, *Handbuch der Elektrizität u. des Magnetismus*, 5 vol., 1918-1923.
GRASSI, *Principii scientifici d'elettrotecnica*, 1921.
HEAVISIDE, *Electromagnetic theory*, 1922.
MIE, *Lehrbuch der Elektrizität u. Magnetismus*, 1923.
PAGE, *Introduction to electrodynamics*, 1922.
PLANCK, *Einführung in die Theorie der Elektrizität u. des Magnetismus*, 1922.
ROBINSON, *Elements of electricity*, 1923.
ROY, *L'électrodynamique des milieux isotropes en repos*.
SCHAEFER, *Einführung in der Maxwellschen Theorie d. Elektrizität u. d. Magnetismus*, 1922.
THOMSON J. J., *Elements of the mathematical theory of electricity and magnetism*, 1921.

Sulle oscillazioni elettromagnetiche:

BOUASSE, *Oscillations électriques*, 1925.
GEITLER, *Elektromagnetische Schwingungen u. Wellen*, 1921.
PIERCE'S, *Electric oscillations and electric waves*, 1921.

Sui fenomeni fotoelettrici (vedasi anche: *Opere particolari*):

ALLEN, *Photo-electricity*.
HUGHES, *Report on photoelectricity*, 1921.

Sulla radioattività:

CHADWICK, *Radioactivity and radioactives substances*, 1921.
FAJANS, *Radioaktivität*, 1922.

GEIGER u. MAKOWER ') ''), *Messmethoden auf dem Gebiete der Radioaktivität.*
HENRICH, *Chemie u. chemische Technologie radioaktiver Stoffe*, 1918.
HEVESY u. PANETH, *Lehrbuch der Radioaktivitaet*, 1923.
RUSSELL A. S., *An introduction to the chemistry of radio-active substances*, 1922.
RUTHERFORD ''''), *Radio-active substances and their radiations*, 1920.
SODDY '), *The interpretation of radium and the structure of the atom*, 4th edit.
SODDY, *The chemistry of the radio-elements.*

Sulla relatività:

BAUER, *Mathematische Einführung in der Gravitationstheorie Einsteins*, 1922.
BIRKHOFF, *Relativity and modern physics*, 1923.
BOREL E., *L'espace et le temps*, 1923.
BORN, *Die Relativitätstheorie Einsteins*, 1922.
CARMICHAEL, *The theory of relativity*, 1920.
CASTELNUOVO, *Spazio e tempo*, 1923.
CUNNINGHAM, *The electron theory and gravitation*, 1921.
DRUMEAUX, *L'évidence de la théorie d'Einstein*, 1923.
EDDINGTON '), *Space, time and gravitation*, 1920.
EINSTEIN '), *Aether u. Relativitätstheorie*, 1920.
EINSTEIN ''') '), *Ueber die spezielle u. die allgemeine Relativitätstheorie*, 1921.
HALDANE ''), *The reign of relativity*, 1921.
KOPFF, *I fondamenti della relatività einsteiniana*, 1923.
JEFFERY, *Relativity for physics Students*, 1924.
LAMMEL, *I fondamenti della teoria della relatività*, 1923.
LANGEWIN, *Le principe de relativité*, 1923.
LAUE, *Die Relativitaetstheorie*, 1921.
LORENTZ, EINSTEIN, MINKOWSKI ''), *Das Relativitaetsprinzip*, 1922.
MARCOLONGO, *Relatività*, 2a ediz., 1923.
MOSZKOWSKI, *Einstein*, 1922.
NATUCCI, *Relatività e fisica dell'atomo*, 1924.
ROUGIER, *La matière et l'énergie*, 1921.
SCHLICK ''), *Raum und Zeit in der gegenwaertigen Physik*, 1922.
SCHMIDT, *La prima conoscenza della relatività dell'Einstein*, 1922.
STRANEO, *Teoria della relatività*, 1924.
WEYL '), *Raum, Zeit, Materie*, 1923.
WHITEHEAD, *The principle of relativity with applications to physical science*, 1922.

Opere particolari:

AUERBACH, *Moderne Magnetik*, 1921.
AUERBACH, *Entwicklungsgeschichte der modernen Physik*, 1923.
BOLTZMANN, *Vorlesungen über Gas-Theorie*, 1923.
BORN, *Atomtheorie des festen Zustandes*, 1923.
BORN ''), *Der Aufbau der Materie*, 1922.
BRAGG, *Electrons and ether waves*, 1921.
COLWELL and RUSS, *Radium, X Rays and the living cell*, 1924.
COMPTON, *Secondary radiations produced by X-Rays*, 1924.
CROWTHER, *Molecular physics*, 1922.
CROWTHER, *A manual of physics*, 1921.

CROWTHER, *Jons, electrons and jonizing radiatons*, 1922.
D'AQUINO, *La decomposizione delle righe spettrali per effetto del campo elettrico*, 1922.
DROSNE, *La structure de la matière, de l'énergie et de l'espace physique*, 1922.
PLOTNIKOW, *Ueber die photochemische Valenz und die Lichtempfindlichkeit der Koerper*, 1920.
FOURNIER D'ALBE, *The electron theory*, 1918.
GIANFRANCESCHI, *La fisica dei corpuscoli*, 1920.
GRAETZ, *Der Aether u. die Relativitätstheorie*, 1923.
GREINACHER, *Einfuehrung in die Ionen u. Elektronenlehre der Gase*, 1923.
INSTITUT INTERNATIONAL DE PHYSIQUE SOLVAY, *La structure de la matière*, 1923.
KISTNER, *Der Feinaufbau der Materie*, 1923.
KOSSEL '), *Valenzkräfte u. Roentgenspektren*, 1921.
LEDUC, *Volumes moléculaires*, 1923.
LENARD, *Quantitatives ueber Kathodenstrahlen aller Geschwindigkeiten*, 1923.
LIND, *Chemical effects of alpha-particles and electrons*, 1921.
LODGE, *Electrons, or the nature and properties of negative electricity*, 5ª ediz.
MC EWEN, *The properties of matter*, 1923.
MILLIKAN ''''), *The electron*, 1918.
PLANCK, *Das Prinzip der Erhaltung der Energie*, 1921.
PRATOLONGO, *Meccanica statistica*, 1920.
PRATOLONGO, *La catalisi*, 1923.
PRINGSHEIM, *Fluoreszenz u. Phosphoreszenz im Lichte der neueren Atomtheorie*, 1921.
PRZIBRAM, *Ueber Radiolumineszenz u. Radiophotolumineszenz*, 1923.
PRZIBRAM, *Ueber Phosphoreszenz durch Becquerelstrahlen verfärbten Mineralien*, 1922.
RAMAN, *Molecular diffraction of light*, 1923.
RICHARDSON, *The electron theory of matter*, 2ª ediz.
RIGHI, *I fenomeni elettroatomici sotto l'azione del magnetismo*, 1918.
RINNE, *Die Kristalle als Vorbilder d. feinbaul. Wesens d. Materie*, 1922.
SILBERSTEIN, *Elements of the electromagnetic theory of light.*
STARK, *Principien der Atomdynamik*, 1922.
STARK, *Natur der chemischen Valenzkräfte*, 1922.
STARKE, *Kathodenstrahlen. Handbuch der Radiologie*, vol. V.
SUTER, *Die Elektronentheorie der Metalle*, 1920.
THOMSON J. J. '), *Rays of positive electricity and their application*, 1921.
WHITTAKER, *A history of the Theories of Aether and Electricity from the age of Descartes to the close of the* 19th *Century*, 1910.
WIEN, *Kanalstrahlen. Handbuch der Radiologie*, vol. V.

Opere informative generali:

GUYE C. E., *L'évolution physico-chimique*, 1922.
HAAS ''), *Das Naturbild der neuen Physik.*, 1924.
LANGEVIN, *La physique depuis vingt ans*, 1923.
POINCARÉ L., *La physique moderne, son évolution*, 1920.

CAPITOLO I

Atomi e molecole nella chimica e nella teoria cinetica dei gas

La teoria atomica nella chimica e nella fisica.

Già nell'antichità vi furono filosofi [1] che intuirono la discontinuità della materia, cioè come non sia vero che un pezzo di ferro, di vetro o d'altro materiale riempia completamente lo spazio occupato.

Il fatto che tutti i corpi si contraggono con l'abbassarsi della temperatura e si riducono ad un volume più piccolo, quando si sottopongono ad una pressione, dimostra ch'essi non sono continui; pur tuttavia bisogna ammettere che i vani, o soluzioni di continuità, esistenti in corpi apparentemente continui, devono essere piccolissimi, non essendo possibile indi-

[1] Chi diede veramente origine alla teoria atomica della materia fu LEUCIPPO, filosofo vissuto nel quinto secolo a. C., cui seguirono DEMOCRITO ed EPICURO. Un'esposizione completa della sua teoria ci fu tramandata da TITO LUCREZIO CARO nel suo poema *De rerum natura*. LEUCIPPO riteneva tutti i corpi formati da particelle piccolissime indivisibili, cioè da atomi indistruttibili, continui ed impenetrabili, e dal vuoto. Si noti poi che questi atomi non erano da lui considerati fermi, bensì in perpetuo moto, e precisamente dotati di velocità grandissime. Come una simile geniale ipotesi, contenente in germe la teoria cinetica della materia, sia rimasta per ben 22 secoli infeconda, è davvero incomprensibile.

viduarli nemmeno con i più potenti microscopî oggi a nostra disposizione. In definitiva si ritiene che i corpi sieno costituiti da parti elementari eccezionalmente piccole, non determinabili coll'analisi microscopica, e fra le quali corrono distanze variabili con lo stato di pressione e di temperatura.

Atomi e molecole — Il peso atomico.

Questo modo generale di vedere è notoriamente confermato dall'insieme dei fenomeni chimici. Il grandissimo numero di combinazioni chimiche direttamente offerte dalla natura oppure create nelle storte dei laboratorî e delle industrie, mostra che le diverse sostanze od elementi si combinano sempre fra loro secondo determinati e semplici rapporti in peso [1].

La spiegazione più ovvia ed assolutamente sufficiente di questa legge [2], base di tutta la chimica, è che ogni sostanza elementare si compone di piccole particelle, dette *atomi*, ognuna delle quali possiede una determinata massa; tutti gli atomi di un medesimo elemento sono simili e di massa eguale, mentre quelli di sostanze diverse differiscono innanzi tutto per tale massa [3].

---

[1] Vale a dire che una data quantità costante di un elemento (anche un atomo) si combina con una quantità ben determinata d'un altro elemento (altro atomo), oppure e solo con un multiplo di tale quantità.

Per esempio 1 gr. d'*H* si unisce sempre soltanto con 8 gr. d'*O*, 35,5 di *Cl*, ecc. Questi valori (1, 8, 35,5) si chiamano *pesi di combinazione*, od *equivalenti chimici* o *valori stechiometrici* degli elementi a cui si riferiscono. Ed ancora: 14 gr. d'azoto si possono unire a 8 gr. d'ossigeno oppure a 16, 24, 32, 40 gr. di questo stesso elemento; il che equivale a dire che un atomo di *N* si unisce a 1, 2, 3, 4, 5 atomi d'*O*.

[2] Detta *delle proporzioni multiple* e dimostrata dal fisico inglese DALTON intorno al 1800, cioè circa 22 secoli dopo LEUCIPPO! Di conseguenza DALTON venne considerato come il fondatore della teoria atomica moderna, benchè PROUST (è doveroso ricordarlo) avesse già in antecedenza scoperto la legge delle proporzioni costanti e intuita quella delle proporzioni multiple stessa.

[3] La *massa* rappresenta (e rappresenta soltanto) la quantità di materia di un corpo. Quantità diverse di materia non si possono a rigore confrontare fra loro se non quando quest'ultima è omogenea, mentre si possono paragonare

Poichè esistono all'incirca 90 elementi chimici diversi, si hanno pure 90 atomi differenti fra loro. Dalla combinazione di questi risultano le *molecole* di tutte le sostanze conosciute.

---

fra loro masse di sostanze diverse; così si dirà che due quantità di materia si equivalgono quando possiedono masse eguali. Queste masse sono poi ovviamente indipendenti dalla costituzione chimica delle sostanze che caratterizzano. Infatti il concetto di massa si basa su una proprietà generale della materia: la resistenza al moto ed alla variazione del moto; la massa misura cioè l'inerzia di un corpo.

Applicando a questo delle forze diverse, l'accelerazione impressa (variazione della velocità nell'unità di tempo) sarà ogni volta diversa; ed invero la massa è definita dalla relazione

$$m = \frac{F}{a} \qquad (1)$$

ove F è la forza agente ed a l'accelerazione che il corpo riceve.

Se quale forza si sceglie quella di gravità si ha anche

$$m = \frac{P}{g} \qquad (2)$$

ove g è l'accelerazione corrispondente (= 9,81 m). Posto g costante (in un dato luogo) si vede subito che m cresce con P cioè col peso del corpo: vi è quindi proporzionalità. D'altra parte dato m dalla (1) scende che per imprimere al corpo una accelerazione a occorre una forza tanto più grande quanto maggiore è m.

Adottando il sistema assoluto di misure (C. G. S.) il peso in (2) va espresso in dine (1 dina $= \sim \frac{1}{981}$ del peso di un grammo) e g in centimetri (= 981). Allora se per esempio un corpo pesa x grammi la sua massa sarà

$$m = x \frac{981}{981} = x$$

cioè lo stesso numero esprime il peso e la massa.

Tuttavia non bisogna dimenticare che queste due proprietà di un dato corpo sono ben distinte l'una dall'altra, tanto è vero che il peso d'un certo volume di sostanza varia con la latitudine ed altitudine terrestre alla quale si misura (come si potrebbe sperimentare con una bilancia a molla) poichè il peso non è, come sappiamo, che una forza newtoniana, inversamente proporzionale al quadrato della distanza del punto che si considera dal centro d'attrazione; mentre la massa, dipendendo dalla quantità di materia di un corpo si dimostra sempre eguale in qualsiasi luogo dello spazio. Un esempio semplicissimo di questa verità l'abbiamo negli orologi tascabili, i quali dividono sempre nello stesso modo il tempo a qualsiasi altezza e latitudine, perchè i loro

Le masse in grammi dei 90 atomi sono oggi note e saranno date più avanti; è tuttavia d'avvertirsi che per massa o *peso atomico* non s'intende la massa od il peso vero di un atomo,

---

bilancieri oppongono sempre la stessa resistenza al moto, essendo la loro massa invariabile.

Come unità di massa si è scelta la massa di un centimetro cubo di acqua distillata alla temperatura di 4° C ed alla pressione di 760 mm. di mercurio. Questa quantità si chiama grammo-massa (per distinguerla dal grammo-peso) ed è all'incirca eguale alla millesima parte della massa del chilogrammo prototipo in platino iridiato conservato a Sèvres.

Oltre che quale *fattore d'inerzia* la massa si può definire come *capacità di quantità di moto*; infatti se nella (1) sostituiamo

$$a = \frac{v}{t}$$

ove a è l'accelerazione, v la velocità e t il tempo durante il quale la forza F agisce, abbiamo

$$m = \frac{Ft}{v} \tag{3}$$

cioè la massa si presenta quale quoziente dell'impulso del mobile per la velocità impressagli.

Se poi moltiplichiamo i due membri della (1) per $\frac{v^2}{2}$ abbiamo

$$\frac{mv^2}{2} = \frac{Fv^2}{2a} = Fs \tag{4}$$

ove s è lo spazio percorso dal mobile, Fs il lavoro eseguito dalla forza e $\frac{mv^2}{2}$ l'energia cinetica acquisita. Ne scende che la massa si può infine considerare anche come coefficiente d'energia cinetica d'un corpo.

Nella meccanica di Newton le tre definizioni precedenti della massa (e che incontreremo ancora nel corso della nostra trattazione) si equivalgono. Ma ci si può domandare se questa massa, quantità invariabile caratterizzante ogni porzione di materia, è veramente indipendente dalla velocità del corpo che la possiede, come appunto afferma la meccanica classica, che ammette il principio della indipendenza degli effetti d'una forza, e per il quale si può comunicare ad un mobile una velocità grande ad arbitrio qualora gli si applichi un numero sufficientemente grande di volte la stessa forza. Le teorie elettronica e relativistica negano questa possibilità: secondo l'ultima la massa totale apparente cresce con la velocità fino a diventare infinita per quella della luce (300000 km/sec), la massima raggiungibile, e secondo la formola

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2}} \tag{5}$$

ma bensì il rapporto della massa o del peso di tale atomo a quella dell'elemento più leggero, l'idrogeno [1].

I pesi atomici sono dunque dei numeri relativi e la loro determinazione si fa solitamente per via chimica oppure mediante la bilancia.

I simboli chimici per i singoli elementi: *H* per l'idrogeno, *He* per l'elio, *O* per l'ossigeno, *N* per l'azoto, *Li* per il litio, non individuano soltanto i nomi di tali elementi ma anche i loro pesi atomici. Così *N* rappresenta l'azoto ed insieme il numero 14 o peso atomico dell'*N* stesso.

Per *grammo-atomo* di una sostanza si intende poi una quantità di questa eguale al suo peso atomico espresso in grammi. Un grammo-atomo d'azoto è dunque eguale a 14 grammi d'azoto.

---

ove m_0 è la massa cosidetta in riposo, v la velocità del mobile e c quella della luce. Ciò non vuol dire che cresce la massa materiale del mobile, la quale rimane sempre quella che è in riposo, bensì che ad essa si aggiunge una massa funzione della velocità; cioè il corpo si oppone al moto con una inerzia sempre più grande quanto maggiore diventa questa sua velocità.

La massa non è dunque invariabile: le tre definizioni di cui sopra non coincidono più quando la velocità supera un certo limite. Questo è d'altronde abbastanza alto; infatti considerando la formola (5) si vede subito che una variazione di m non è percettibile che quando v diventa molto grande, come ad esempio, nei raggi catodici o nei raggi β delle sostanze radioattive. Le misure eseguite sulla massa degli elettroni in movimento hanno d'altronde convalidata l'esattezza della formola (5).

Ma passando dal ponderabile all'imponderabile, le recenti teorie attribuiscono massa, peso e struttura anche a ciò che noi chiamiamo energia (termica, elettrica, luminosa, ecc.). Infatti, come spiegare ciò che Lebedef ha verificato sperimentalmente e cioè che un raggio di luce esercita una spinta all'indietro sulla sorgente che lo emette ed una pressione in avanti sull'ostacolo che l'assorbe? Per il principio dell'azione e della reazione bisogna che la quantità di moto della sorgente che arretra sia eguale alla quantità di moto delle radiazioni emesse; cioè queste devono possedere una certa massa. Al proposito ricordiamo che lo studio della radiazione del corpo nero e dei calori specifici alle basse temperature ha condotto a considerare l'irradiamento non più come un sistema continuo d'onde propagantisi nell'etere, ma come una proiezione nello spazio (vuoto) di unità discrete, emesse con la velocità della luce ed in modo discontinuo dai corpi (vedansi le opere citate sulla teoria dei quanti).

[1] Oppure e più esattamente, alla massa dell'ossigeno presa eguale a 16.

La genesi di tutti i corpi non elementari, cioè dei cosiddetti composti, è dovuta al fatto che uno o più atomi di diversi elementi entrano in combinazione a formare delle piccolissime particelle di sostanza, chiamate *molecole*. Le molecole sono quindi le particelle costitutive dei corpi composti. Se due corpi, capaci di reagire fra di loro, vengono a contatto, le loro molecole si possono scindere nei rispettivi atomi e questi concorrere a formare nuovi composti. Il *peso molecolare* è sempre eguale alla somma dei pesi degli atomi contenuti in una molecola.

Molecole mono e pluriatomiche degli elementi — Il principio di Avogadro.

Da quanto precede scaturisce una differenza fra i corpi elementari e quelli composti come per esempio fra il cloro che è un corpo semplice e l'acido cloridrico che è un composto, in quanto che nel primo le particelle costitutive sarebbero gli atomi e nel secondo le molecole. Invero si può dimostrare che anche la maggior parte dei corpi semplici non è costituita da atomi singoli ma che questi vi si combinano a formare *molecole* bi-o pluriatomiche, in questo caso tutte di atomi della stessa specie. Ciò deriva, ed almeno per lo stato gassoso dei corpi, dal *principio d'Avogadro*, il quale se pur non è direttamente e rigorosamente verificabile, tuttavia si è dimostrato esatto in tutte le conseguenze che ne derivano. Dappoichè tutti i gas e vapori, cioè tanto gli elementi allo stato aeriforme quali l'idrogeno, il cloro, i vapori di solfo ecc. quanto i composti gassosi, quali l'acido cloridrico, l'etano, l'anidride carbonica, seguono esattamente per quanto complessa sia la loro molecola, le stesse leggi fondamentali, mostrando una egual dipendenza dei loro volumi dalla pressione e dalla temperatura, bisogna che, ad onta della diversità dei loro pesi atomici rispettivamente molecolari, abbiano una proprietà in comune; questa fu scoperta nel 1811 dal fisico italiano AMEDEO AVOGADRO, il quale stabilì che *volumi eguali di gas nelle stesse*

condizioni di temperatura e pressione, contengono un egual numero di molecole.

Ora, sperimentalmente, da un litro d'idrogeno ed uno di gas cloro, si ottengono due litri di acido cloridrico, ognuna delle molecole del quale contiene un atomo d'idrogeno ed uno di cloro. Se le molecole del litro di cloro e quelle del litro di idrogeno contenessero un solo atomo per ognuna, vi sarebbe la possibilità per la formazione di un sol litro di acido cloridrico. Ne segue che una molecola di idrogeno deve comporsi di due atomi di H e parimenti una molecola di cloro di due atomi di Cl [1].

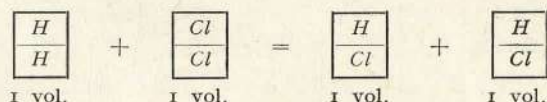
I due atomi simili d'idrogeno devono dunque essere entrati, nel costituire la molecola d'H, in un collegamento più intimo fra loro, e così pure dicasi dei due atomi di cloro. Il perchè ed il come questo avviene è una questione insoluta.

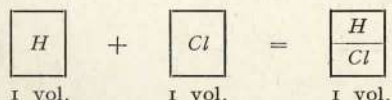
Questa biatomicità si è potuta dimostrare per le molecole della maggior parte dei corpi semplici. Solo del *vapore di mercurio* si dubitava da lungo tempo che facesse eccezione alla regola, con una molecola *monoatomica*.

Ora la teoria cinetica dei gas stabilisce per un gas monoatomico una relazione importante. È noto che i gas presen-

---

[1] Infatti si ha

$$\begin{array}{ccccccc} \boxed{\frac{H}{H}} & + & \boxed{\frac{Cl}{Cl}} & = & \boxed{\frac{H}{Cl}} & + & \boxed{\frac{H}{Cl}} \\ \text{1 vol.} & & \text{1 vol.} & & \text{1 vol.} & & \text{1 vol.} \end{array}$$

Se le molecole del volume d'H e del volume di Cl contenessero un solo atomo si avrebbe

$$\begin{array}{ccccc} \boxed{H} & + & \boxed{Cl} & = & \boxed{\frac{H}{Cl}} \\ \text{1 vol.} & & \text{1 vol.} & & \text{1 vol.} \end{array}$$

contrariamente all'esperienza, perchè da un volume di H e 1 volume di Cl si ottengono 2 volumi di HCl. Dunque la molecola di H e quella di Cl sono biatomiche.

tano due calori specifici diversi [1], l'uno a pressione costante

---

[1] Il *calore specifico* è il calore (espresso in piccole calorie) necessario per elevare di un grado la temperatura dell'unità di massa (1 *g*) di un corpo ed esprime quindi la *capacità termica* di una sostanza qualsiasi cioè la quantità che questa è capace di assorbire, quando la sua temperatura si eleva di un grado C. (La *piccola caloria* è la quantità di calore necessaria per elevare da 0° a 1° la massa di un grammo d'acqua distillata). Ogni gas o vapore che si dilata compie un lavoro esterno, rappresentato dal prodotto della pressione ch'esso esercita per l'incremento del suo volume (ove per pressione s'intende la forza agente sull'unità di superficie. Essendo il lavoro dato da una forza moltiplicata per lo spazio percorso dal suo punto d'applicazione, quello di un gas sarà rappresentato dallo spostamento per esempio dello stantuffo del cilindro che per ipotesi ammettiamo lo contenga, moltiplicato per la forza totale agente sulla sua base cioè per la pressione × area dello stantuffo. Ma l'area moltiplicata per lo spostamento è eguale al volume, per cui il lavoro di un gas è eguale al prodotto della pressione per l'incremento del suo volume). Ora se noi vogliamo aumentare di un grado la temperatura di una data quantità di gas a *pressione costante*, logicamente dovremo somministrargli in più, sotto forma di calore, quella quantità d'energia ch'esso spende nel dilatarsi, cioè nel compiere il lavoro esterno (nel nostro caso vincere la pressione atmosferica), in più, diciamo del calore necessario per elevare la sua temperatura di 1 grado a *volume costante* (nessun lavoro esterno). Ragione per la quale il *calore specifico a pressione costante* dev'essere superiore per uno stesso gas al *calore specifico a volume costante*. Se il calore specifico si riferisce al peso (o massa) molecolare dei diversi gas, cioè si vuole indicare con esso la quantità di calore necessario per elevare di 1° C tanti grammi di gas quanti sono indicati dal loro peso molecolare (grammo-molecola o *Mol*; per esempio 2 per l'*H*, 32 per l'*O*, 36,5 per l'*HCl*) si ha il cosidetto *calore molecolare*, a seconda del caso a pressione risp. a volume costante (C_p e C_v). Si trova che la differenza tra C_p e C_v è eguale a circa 2 piccole calorie (cal), per un *Mol* di gas qualsiasi, che rappresentano quindi l'energia calorifica spesa per l'espansione. Invece il rapporto fra C_p e C_v cioè $k = \frac{C_p}{C_v}$ diminuisce con l'aumentare del numero degli atomi della molecola. Così mentre per l'ossigeno (O_2) con 2 atomi è eguale a 1,40, per l'etere etilico ($C_4 H_{10} O$) con 15 atomi è = 1,06. Per il vapore di mercurio infine si è trovato, ed a qualsiasi temperatura, il valore 1,666, cioè all'incirca $^5/_3$. Ma con la teoria cinetica dei gas si dimostra matematicamente come per un gas monoatomico (al di là del punto critico i vapori si comportano come i gas) si ottenga $k = 1,667$. Dunque il mercurio allo stato di vapore contiene molecole monoatomiche. Invero la teoria attribuisce alle molecole un'energia, proporzionale alla temperatura assoluta del gas, che si compone dell'energia di traslazione delle molecole che si spostano in ogni direzione, e dell'energia derivante dai moti interni alle molecole stesse (vibrazione degli atomi ecc.). Se queste sono monoatomiche tale energia intramolecolare scompare, o quasi; tutto il calore ceduto al gas va ad aumentare

(c_p), l'altro volume a costante (c_v). Per un gas monoatomico,

---

l'energia di traslazione delle molecole; e si capisce come, viceversa, crescendo il numero degli atomi per molecola, questi assorbano una maggior quantità d'energia e ne resti disponibile meno per l'energia cinetica molecolare. Quindi, con la complessità delle molecole, aumenterà il calore necessario per elevare di 1° un *Mol* di gas, e, restando costante e di poco conto la quantità di calore spesa pel lavoro esterno (2 cal) a pressione costante, il rapporto $\frac{C_p}{C_v}$ tenderà ad 1. Per contro, quando la molecola è monoatomica, non necessitando calore per l'energia intramolecolare, quello speso per l'espansione non è più trascurabile in confronto al calore molecolare totale e $\frac{C_p}{C_v}$ cresce fino ad un limite massimo di 1,667. Ciò che si vede chiaramente dalla formola

$$\frac{C_p}{C_v} = k = \frac{\frac{1}{2} m \frac{c^2}{T} + E + \frac{1}{3} m \frac{c^2}{T}}{\frac{1}{2} m \frac{c^2}{T} + E}$$

ove m è la massa molecolare, c^2 il valor medio dei quadrati delle velocità delle molecole, T la temperatura assoluta, E l'aumento d'energia intramolecolare per 1° C di elevazione della temperatura, $\frac{1}{2} mc^2$ l'energia di traslazione delle molecole (forza viva) e

$$\frac{1}{3} \frac{m c^2}{T} = p \frac{v}{T} \tag{1}$$

il lavoro esterno, ove v è il *volume molecolare* cioè il volume occupato da un *Mol*.

Scomparso E, l'influenza del termine $\frac{1}{3} \frac{m c^2}{T}$ è manifesta.

La (1) scende dall'equazione di CLAUSIUS e KROENIG:

$$p = \frac{1}{3} \frac{m c^2}{v};$$

$\frac{pv}{T}$ rappresenta il lavoro esterno: precisamente dall'equazione caratteristica dei gas

$$pv = RT,$$

si ha:

$$\frac{pv}{T} = R = C_p - C_v = 2 \text{ calorie}.$$

la teoria succitata dimostra che il calore specifico a pressione costante dev'essere 5/3 volte maggiore di quello a volume costante, cioè che il rapporto fra c_p e c_v deve risultare eguale a 5/3. Ciò fu brillantemente confermato da KUNDT e WARBURG con le loro celebri misure del rapporto fra i due calori specifici. Di conseguenza venne fisicamente provata la monoatomicità del vapore di mercurio.

Per lungo tempo il mercurio rimase l'unico elemento monoatomico conosciuto. Ma allorchè RAMSAY scoprì i nuovi gas dell'atmosfera, i cosidetti *gas rari*: argo, neo, cripto, xeno e elio, questi fornirono pure per il rapporto fra i calori specifici, il valore 5/3, dimostrandosi monoatomici come il mercurio. I gas rari presentano inoltre la singolare caratteristica di essere assolutamente indifferenti a qualsiasi reazione chimica; sono elementi *inerti*, cioè i loro atomi non si uniscono ad alcuno degli altri atomi noti.

Riassumendo, quasi tutte le sostanze si compongono di molecole, le quali a loro volta sono costituite da atomi. Questi adunque, ed in numero di 90 circa, rappresentano le più piccole particelle costitutive dei corpi.

Naturalmente già da lungo tempo gli scienziati si erano chiesti se tutti questi atomi non fossero per caso combinazioni, sotto disposizioni diverse, di un *atomo fondamentale*, unico, quale per esempio poteva essere l'atomo d'idrogeno, il più leggero di tutti. Nel 1815 il medico inglese PROUT emise appunto questa ipotesi sull'unità della materia, per cui gli atomi d'ogni sostanza non sarebbero stati altro che aggregati di uno o più atomi d'idrogeno.

Ma allora i pesi atomici dovevano forzatamente essere dei *multipli esatti* del peso atomico dell'idrogeno, cioè, essendo questo eguale a 1, dei *numeri interi*. Ciò richiese da parte degli scienziati un'accuratissima e precisa determinazione dei pesi atomici. Ora, il peso atomico del mercurio per esempio, con una prima soddisfacente misura, fu trovato eguale a 200, con che l'ipotesi di PROUT acquistava una certa probabilità d'esattezza. Ma essendo arrivati con strumenti di misura più perfetti,

al valore di 200, 6, come si poteva conciliare questo numero con la teoria di PROUT? In realtà solo pochi atomi possiedono un peso atomico rappresentato da un numero intero, mentre molti altri differiscono da questo soltanto di una piccola frazione di unità in più o in meno.

Se dunque non si potrà spiegare questo divergere dei pesi atomici da numeri interi, allora l'ipotesi di PROUT è nella sua semplicità, assolutamente errata. Tuttavia su 63 elementi, di cui si determinarono con sicurezza i pesi atomici, ve ne sono 27 che non differiscono da un numero intero che per 0,1 in eccesso o in difetto, per la qual ragione vien fatto di chiedersi se nell'ipotesi di PROUT non si nasconda un nocciolo di verità almeno per un certo numero di atomi.

D'altra parte già nel 1817 si era osservato che atomi di sostanze di analoga natura chimica, mostravano delle regolarità nei loro pesi atomici, in questo senso, che la differenza fra i pesi atomici di due elementi successivi si manteneva quasi costante (1), mentre altri gruppi di elementi simili possedevano pesi atomici pochissimo diversi fra loro (2).

Tutte queste regole hanno trovato la loro espressione più generale, nel *sistema periodico degli elementi* esposto nel 1869 da MENDELEJEFF e da LOTHAR MEYER, e secondo il quale le proprietà fisiche e chimiche degli elementi sono funzioni periodiche dei loro pesi atomici.

---

(1) DOEBEREINER nel 1829 individuò gruppi di 3 elementi analoghi fra loro, detti *triadi*, come per esempio:

		Differenza
Litio	di peso atomico = 6,94	
		16,06
Sodio	» » » = 23,00	
		16,10
Potassio.........	» » » = 39,10	

Nel 1864 NEWLAND ordinò gli elementi in ordine crescente del loro peso atomico, dividendoli in tanti gruppi di 7 ciascuno; l'ottavo elemento rassomigliava al primo nelle sue proprietà, il nono al secondo, ecc.

(2) Ad esempio:

Ferro	di peso atomico = 55,84
Cobalto	» » » = 58,97
Nichel	» » » = 58,68

Il sistema periodico degli elementi.

Per un certo numero di elementi, come si ricava dalla tabella seguente, la legge è esatta, in quanto che, ordinati gli elementi secondo il loro peso atomico progressivo, il nono presenta di nuovo le stesse proprietà chimiche del primo. Si arriva così fino al manganese (peso at = 54,9), dopo il quale vengono però i tre elementi del gruppo del ferro: ferro, nichel, cobalto, che in quest'ordine non ubbidiscono affatto alla regola e possiedono pesi atomici pochissimo differenti fra loro. Posto questo gruppo nella colonna VIII, la periodicità riprende col rame e continua in qualche modo fino al gruppo del palladio (rutenio, rodio, palladio) che di nuovo costituisce una irregolarità. Lo stesso accade per la terza volta col gruppo del platino (osmio, iridio, platino). Le difficoltà accrebbero quando si scoprì un forte numero di elementi nuovi nelle terre rare. Inoltre si verifica che gli elementi appartenenti ad una stessa colonna, cioè che dovrebbero essere chimicamente simili, si suddividono ulteriormente in due sotto-gruppi, differenziantisi alquanto fra loro, per cui in ogni colonna si debbono distinguere ancora le due serie verticali *a* e *b*. Di conseguenza la disposizione degli elementi nel sistema periodico non è possibile senza una certa arbitrarietà e specialmente con gli elementi centrali si è sovente in dubbio a quale colonna appropriatamente appartengano [1].

---

[1] In quanto alle proprietà fisiche e chimiche la *valenza* (massima) degli elementi rispetto all'ossigeno cresce col numero d'ordine delle colonne in cui si trovano. Invece quella rispetto all'idrogeno cresce da 1 fino a 4 per poi scendere di nuovo fino ad 1 [dicesi valenza la capacità di saturazione o capacità di combinazione dei diversi elementi con gli atomi d'un elemento preso come campione; per esempio l'atomo d'ossigeno (di valenza 2) è capace di saturare due atomi d'idrogeno (di valenza 1); i tre atomi formano una molecola ($H_2 O$) satura, non avente cioè più capacità disponibile per combinarsi con altri atomi. Un elemento esavalente può saturare 3 elementi bivalenti e così via]. Nella colonna O si trovano gli elementi che non hanno capacità di saturazione (valenza zero), e quindi neppure la capacità di combinarsi con altri elementi;

SISTEMA PERIODICO DEGLI ELEMENTI.

O	I		II		III		IV		V		VI		VII		VIII		
	a	b	a	b	a	b	a	b	a	b	a	b	a	b			
Elio He 4,0	Litio Li 6,94		Berillio Be 9,1		Boro B 10,9		Carbonio C 12,0			Azoto N 14,0		Ossigeno O 16,0		Fluoro F 19,0			
Neo Ne 20,2	Sodio Na 23,0		Magnesio Mg 24,3		Alluminio Al 27,1		Silicio Si 28,3			Fosforo P 31,0		Solfo S 32,0		Cloro Cl 35,5			
Argo A 39,9	Potassio K 39,1		Calcio Ca 40,1		Scandio Sc 45,1		Titanio Ti 48,1		Vanadio V 51,0		Cromo Cr 52,0		Manganese Mn 54,9		Ferro Fe 55,8	Cobalto Co 58,9	Nichel Ni 58,7
		Rame Cu 63,5		Zinco Zn 65,4		Gallio Ga 69,9		Germanio Ge 72,5		Arsenico As 74,9		Selenio Se 79,2		Bromo Br 79,9			
Cripto Kr 82,9	Rubidio Rb 85,5		Stronzio Sr 87,6		Ittrio Y 88,7		Zirconio Zr 90,6		Niobo Nb 39,5		Molibdeno Mo 96,0				Rutenio Ru 101,7	Rodio Rh 102,9	Palladio Pd 106,7
		Argento Ag 107,9		Cadmio Cd 112,4		Indio In 114,8		Stagno Sn 118,7		Antimonio Sb 120,2		Tellurio Te 127,5		Jodio J 126,9			
Xeno X 130,2	Cesio Cs 132,8		Bario Ba 137,3		Lantanio La 139,0		Cerio Ce 140,3										
									Tantalio T 181,5		Wolframio Wo 184,0				Osmio Os 190,9	Iridio Ir 193,1	Platino Pt 195,2
		Oro Au 197,2		Mercurio Hg 200,6		Tallio Tl 204,0		Piombo Pb 207,2		Bismuto Bi 209,0							
			Radio Ra 226,0				Torio Th 232,1				Uranio U 238,2						

Tuttavia oggigiorno mediante l'analisi spettrale coi raggi X si sa esattamente, primo, quale è l'ordine vero degli elementi (che non sempre coincide con quello basato sul peso atomico) e, secondo, in quali punti del sistema esistono ancora lacune, cioè elementi ignoti.

Il sistema periodico degli elementi fu compilato in diversi modi: la tabella precedente ne contiene *uno*, che però non abbraccia le nuove terre rare e nella quale si vede anche una colonna *O* che precede le I-VII di MENDELEJEFF e MEYER; questa colonna contiene i gas rari scoperti più tardi, mentre nella VIII si trovano gli elementi di cui sopra, che non seguono assolutamente la legge periodica. La compilazione non è completa, poichè, come si è detto manca una parte delle terre rare, fra il cerio ed il tantalio. L'idrogeno, che prende un posto a sè, non compare. Nel capitolo IV verrà data una tabella completa. La necessità di dividere le singole colonne in due altre sotto-colonne *a* e *b*, per non rompere l'analogia fra gli elementi di una stessa colonna, si riconosce considerando una di queste sottocolonne. Così nella colonna I, litio, sodio, potassio, rubidio e cesio formano un gruppo a sè; un altro è costituito dal rame, argento e oro; ma i primi non hanno alcuna diretta analogia chimica con i secondi. Lo stesso dicasi per le altre colonne.

---

essi sono cioè inerti. Un'altra caratteristica è la seguente: ogni serie comincia con l'elemento più elettropositivo (metallico) per finire con quello più elettronegativo (metalloidico). Così per esempio facendo passare una corrente elettrica attraverso un elettrolita (cioè ad una soluzione capace di condurre la corrente) questo si scompone e le particelle (cationi) cariche positivamente (di solito i metalli) o elettropositive, scendono la corrente e vanno all'elettrodo o polo negativo (detto catodo) e le elettronegative cariche negativamente (anioni) al polo o elettrodo positivo (anodo) (vedi anche a pag. 239). Se la soluzione contiene del cloruro sodico (seconda serie: sodio, colonna I; cloro, colonna VII) il sodio fa da catione ed il cloro da anione. Per dare un'idea dell'importanza e dei servigi resi dal sistema periodico, basti ricordare come MENDELEJEFF avesse preveduto per esempio le scoperte dello scandio, gallio e germanio fatte molti anni dopo, semplicemente studiando le lacune (o posti vuoti) del suo sistema ed indicando il peso atomico ed il volume atomico (numero di cm^3 occupati da un atomo grammo allo stato solido cioè da tanti grammi di sostanza quanti sono indicati dal peso atomico) che dovevano possedere gli elementi corrispondenti a questi posti vuoti; e tutto ciò con un'esattezza che ha del sorprendente.

Si può con sicurezza affermare che il sistema periodico mostra sì in una prima approssimazione che esiste una certa relazione fra i diversi atomi, ma ciò non toglie che molti punti rimangano ancora oscuri.

Per acquistare ora delle idee più precise sulla natura degli atomi è assolutamente necessario ottenere, se possibile, dei dati sulla loro *grandezza e massa*. I pesi atomici dànno solo, come si è detto, la massa *relativa* dei singoli atomi, riferita a quella dell'idrogeno. Ma quale è la massa *effettiva* di un atomo in grammi, e, se ci rappresentiamo l'atomo sotto una forma sferica, quale è il raggio di questa sfera? Una misura diretta è impossibile, poichè gli atomi sono così piccoli che attraverso i nostri microscopî non li vediamo, e la loro massa così infinitesima da toglierci la speranza di poterla un giorno misurare con la bilancia.

Le dimensioni e la massa delle molecole e degli atomi.

Tuttavia esistono dei metodi indiretti, mediante i quali possiamo venire a capo delle difficoltà di cui sopra nello stabilire le grandezze cercate. In verità questi metodi ci educono sulla *molecola*. Ma poichè noi sappiamo che ogni molecola si compone di un determinato numero di atomi, ne potremo dedurre qualche particolare intorno all'atomo.

Uno di questi metodi indiretti si basa sulla *teoria cinetica dei gas*. Ogni sostanza si può presentare o allo stato solido o liquido o aeriforme. Si può dire senz'altro che le molecole dei corpi solidi e liquidi devono trovarsi molto più vicine fra loro, cioè riempire più completamente lo spazio, che non quelle dei gas, poichè la densità osservabile (o il peso specifico) [1] di un

[1] Il *peso specifico assoluto* di un corpo omogeneo è il *peso* della sua unità di volume: $p = \frac{P}{V}$ (1). Il *peso specifico relativo* è il rapporto che passa fra il peso P del corpo dato e quello P^1 d'un egual volume di un altro corpo preso

corpo, cioè il rapporto della sua massa al suo volume, è molto maggiore allo stato solido e liquido che allo stato aeriforme. Poichè dunque le molecole dei corpi gassosi si trovano in media a distanze relativamente grandi l'una dall'altra, si può anche ammettere, con la teoria cinetica dei gas, che le forze in generale agenti fra le molecole e che decrescono con l'aumentare dell'intervallo corrente fra di esse, risultino infinitesime per le sostanze allo stato gassoso.

Le proprietà dei gas si basano secondo questa teoria, sul fatto che le singole molecole di un corpo gassoso non sono in riposo, ma bensì in continua agitazione. Comparativamente alle loro piccole dimensioni, le molecole si trovano a grandi distanze fra loro, di modo che le forze che fra di esse agiscono sono del tutto trascurabili; ne scende che se la molecola è in moto, tale moto non può essere che rettilineo ed uniforme. Ogni molecola dunque si muove secondo una retta. Ma, dato il gran numero di esse contenute in uno spazio qualsiasi verrà l'istante in cui una molecola ne incontrerà un'altra;

---

come tipo. $\rho = \frac{P}{P^1}$ (2). Riferendoci all'acqua distillata a 4°, il peso specifico relativo indica quante volte a *pari volume*, il corpo pesa più o meno dell'acqua. Ora col sistema metrico decimale l'unità dei volumi è il cm³, e l'unità di peso, il peso di 1 cm³ di acqua (grammo). Combinando (1) con (2) si ha $p = \rho \frac{P^1}{V}$; P^1 (acqua) e V (volume del corpo = a quello dell'acqua) sono rappresentati dallo stesso numero, per cui $p = \rho$. Cioè il peso specifico assoluto è eguale a quello relativo *quando* si adottano le unità suddette.

La *densità assoluta* di un corpo omogeneo è invece la *massa* dell'unità di volume: $d = \frac{m}{V}$. Si ha analogamente per la densità relativa $\gamma = \frac{m}{m_1}$ e nel caso delle unità di cui sopra (unità di massa = massa di 1 cm³ d'acqua distillata a 4°) $d = \gamma$. Non solo, ma essendo:

$$m = \frac{P}{g};\ m^1 = \frac{P^1}{g} \quad \text{è} \quad \frac{m}{m_1} = \frac{P}{P^1} = \rho = \gamma = d = p;$$

ove g è l'accelerazione dovuta alla gravità. Tuttavia densità e peso specifico sono grandezze differenti e sono soltanto rappresentate (con le unità di misura scelte) dallo stesso numero.

entrano allora in gioco le forze (repulsive) di cui sopra, il cui effetto però si può ritenere sia quello per il quale una molecola urtando un'altra, viene da questa respinta, proprio come avviene fra due palle da bigliardo che siano perfettamente elastiche.

Lo stesso naturalmente si verifica quando la molecola colpisce le pareti del recipiente in cui si trova. Dunque noi dobbiamo rappresentarci un gas, come un insieme di molecole in numero grandissimo, continuamente in moto, urtantisi fra di loro e di conseguenza animate da velocità varianti in direzione e grandezza. La traiettoria risultante per una molecola è una spezzata di cui ogni lato vien percorso con velocità uniforme e determinata.

Mediante questa ipotesi si possono spiegare tutte le proprietà intrinseche dei gas. Innanzi tutto la pressione esercitata da un gas sulle pareti che lo limitano è dovuta all'urto delle molecole, che colpiscono l'unità di superficie delle pareti stesse. Quante più molecole si trovano riunite nell'unità di volume, tanto maggiore è la densità del gas e quindi tanto più grande la pressione. E poichè la densità di una determinata massa di un gas occupante un certo spazio è inversamente proporzionale al volume di questo, lo stesso si può dire della pressione.

La velocità di ogni singola molecola varia continuamente, e parimenti tutte le molecole che nello stesso istante si trovano in un determinato spazio, per esempio 1 cm^3, possiedono velocità molto diverse; il *valore medio* di queste velocità cioè la somma delle velocità di tutte le molecole in un dato istante divisa pel numero di queste caratterizza il comportamento del gas. La velocità media a 0° C per l'aria è 447 m/sec. per l'idrogeno 1692 m/sec., per l'anidride carbonica 362 m/sec., pel mercurio 170 m/sec.; essa è indipendente dalla pressione del gas, mentre cresce con la radice quadrata della temperatura assoluta [1].

---

[1] La teoria cinetica dei gas permette di determinare l'energia di trasla-

Ad onta di queste grandi velocità le molecole rimangono quasi sempre nello stesso punto dello spazio in cui si trovano,

---

zione delle molecole. Infatti l'equazione di CLAUSIUS e KROENIG già citata è

$$\frac{3}{2} pv = \frac{m c^2}{2} \qquad (1)$$

ove p è la pressione del gas, v il suo volume, m la sua massa = somma delle masse di tutte le molecole, c^2 il valore medio dei quadrati delle velocità delle molecole stesse. (Il metodo più semplice, e nello stesso tempo esatto, per dimostrare la formola (1) è quello seguito dal Roiti. Vedansi i testi citati di fisica).

Se si considera una molecola grammo, ne sia m la massa. Calcoliamone l'energia posseduta alla temperatura di 0° C, alla quale ogni *Mol* di gas occupa (sotto una pressione di 76 cm di Hg) lo stesso volume di 22412 cm³. Ricordiamo ancora (vedi pag. 8) che la pressione p non ha le dimensioni di una forza, bensì di una forza divisa per una superficie. Moltiplicando quindi la pressione per un volume si ottiene un lavoro. Si ha

$$\frac{3}{2} pv = \frac{3}{2} 1.000.000 \cdot 22412 = \sim 34 \text{ miliardi di ergs}$$

(essendo la pressione di un'atmosfera corrispondente ad una colonna di Hg alta 76 cm, di 1 cm² di sezione e del peso di 1033 gr. Ma 1 gr. = 981 dine e quindi $p = \sim 1.000.000 \frac{\text{dine}}{\text{cm}^2}$. Una dina per cm. = 1 erg (unità di lavoro; il lavoro che un sistema può eseguire è eguale all'energia che possiede). I kgm. (lavoro di 1 kg. che sposta il suo punto d'applicazione di un metro) è eguale a 10^3 gr. $\times$ 10^2 cm. = 981×10^3 dine $\times$ 10^2 cm. = $9{,}8 \times 10^7$ ergs.

Dividendo 34 miliardi per $9{,}8 \cdot 10^7$ si ha 350 kgm. Questo è il lavoro che si ricaverebbe da un *Mol* a 0° C, qualora si fosse capaci di fermarne le molecole.

Calcolato $\frac{m c^2}{2}$ si ricava subito c e quindi la *velocità molecolare media u* che è circa eguale a 0,92 c. (La velocità molecolare media u non va confusa con il valore medio dei quadrati delle velocità delle singole molecole, essendo

$$u = \sqrt{\frac{8}{3\pi}} \cdot c;$$

basta pensare che $\frac{x + y}{2}$ non è $= \sqrt{\frac{x^2 + y^2}{2}}$).

Per l'equazione generale dei gas $pv = RT$ e la (1) si ha

$$\frac{m c^2}{2} = \frac{3}{2} RT \qquad (2)$$

poichè appunto esse urtano soventissimo contro altre molecole, ne vengono respinte, urtano di nuovo, ecc. [1].

Il percorso di una molecola fra due urti successivi non è sempre eguale ed è pure contemporaneamente alquanto diverso per le varie molecole. Ma anche qui si può prendere la media di tutti questi percorsi, detta *traiettoria od escursione libera molecolare media* e la cui grandezza è fondamentale per una serie di altri fenomeni offerti dai gas alla nostra osservazione, come per l'attrito interno e per la conducibilità termica. Questa per esempio (per la quale quando in due zone diverse d'un gas regnano due temperature diseguali, tali temperature si eguagliano da sè), è facilmente spiegabile con la teoria cinetica dei gas. Poichè: nella zona più calda, le molecole pos-

---

cioè c (e quindi u) è proporzionale alla radice quadrata della temperatura assoluta T ($= 273° +$ la solita temperatura centigrada).

Dalla (1) si ricava poi che u è anche indipendente dalla pressione del gas. Infatti si ha:

$$u = 0{,}92\ c = 0{,}92 \sqrt{\frac{3\,p\,v}{m}}\ , \text{ ma } \frac{v}{m} = \frac{1}{d} \text{ (v. pag. 15)}$$

e quindi $u = 0{,}92 \sqrt{\frac{3\,p}{d}}$. Per i gas che seguono la legge di BOYLE il rapporto $\frac{p}{d}$ è costante, dunque u non dipende dalla pressione.

L'equazione (2) ci permette di dimostrare, con altre parole, la monoatomicità della molecola del vapore di Hg. Abbiamo trovato che R (per 1 *Mol*) è eguale a circa 2 calorie, quindi per ogni grado d'elevazione della temperatura a volume costante, l'aumento d'energia cinetica sarà eguale a $^3/_2\ R$, cioè a circa 3 cal. Quindi, se sperimentalmente si verifica che un gas possiede un $C_v = 3$ cal., vuol dire che tutto il calore fornito viene assorbito dall'energia di traslazione molecolare.

Ma allora si deve ritenere, primo, che, nell'interno della molecola, il sistema atomico che la compone non subisca alcuna variazione d'energia per un aumento qualsiasi di temperatura; secondo, che la molecola non ruoti, poichè anche un moto di rotazione assorbe dell'energia. Si vede subito che il modello molecolare che più si presta a tali proprietà è precisamente quello monoatomico.

Quindi il vapore di mercurio ed anche quelli di Zn e dei gas rari, per i quali tutti è $C_v = 3$ cal., devono essere monoatomici.

[1] E quindi la diffusione è lenta.

siedono in media una velocità maggiore e quindi una forza viva, od energia, maggiore che non nella parte più fredda. Attraverso alla superficie di separazione delle due zone le molecole della parte più calda si spingono nella zona fredda e viceversa. Ne scende che il contenuto in energia e quindi anche la temperatura della parte calda diminuisce ed aumenta quello della zona fredda finchè ambe le parti raggiungono lo stesso grado di temperatura.

L'eguaglianza si raggiunge tanto più rapidamente quanto maggiore (astrazione fatta dalla velocità) è il libero percorso medio delle molecole, quanto più lontano dunque una molecola calda penetra nella parte più fredda. Di conseguenza, osservando la conducibilità termica (e similmente l'attrito interno) si può, procedendo inversamente, determinare il libero percorso medio.

Come è da attendersi questo risulta brevissimo. Esso dipende dalla densità e quindi dalla pressione del gas; quanto più questo è rarefatto, tanto maggiore è naturalmente l'escursione media, poichè in media le molecole sono più lontane fra loro. Così si ottenne per esempio alla pressione atmosferica e per l'aria $= 0{,}96 \cdot 10^{-5}$ cm. per l'idrogeno $= 1{,}78 \cdot 10^{-5}$ cm., per l'ossigeno $1{,}02 \cdot 10^{-5}$ cm., per l'azoto $0{,}96 \cdot 10^{-5}$ cm., per l'anidride carbonica $0{,}65 \cdot 10^{-5}$ cm. [1].

---

[1] MAXWELL, per determinare il libero percorso medio d'una molecola, cercò nel 1860 qual'era la relazione che legava tale percorso all'attrito interno o viscosità dei gas. Invero la viscosità non è una proprietà peculiare dei soli liquidi; lo sono anche i solidi (THOMSON, 1865) ed i gas. Infatti se si fa ruotare di moto uniforme un disco posto in un gas, questo disco trascina lo straterello di gas ad esso aderente, che a sua volta trascina il vicino e così via fino a mettere in moto un altro disco ad una certa distanza e coassiale al primo. La teoria cinetica dà una chiara spiegazione del fenomeno; s'immaginino due strati di gas a contatto che si muovano parallelamente con velocità poco diversa e nello stesso senso; per effetto dell'agitazione molecolare, le molecole passeranno da uno strato all'altro; allora le molecole uscenti dallo strato più veloce, urtando quelle dello strato più lento, cederanno a queste l'eccesso della loro quantità di moto, e viceversa le molecole uscenti dallo strato lento, ritarderanno il moto dello strato più rapido. Dopo un certo tempo i due strati avranno egual velocità, salvo cause ritardatrici esterne.

La viscosità consiste appunto in questa resistenza che incontra uno strato

Queste due grandezze: la velocità molecolare media ed il libero percorso medio, sono necessarie per poter rispondere alla domanda che ci eravamo posti: *quale è veramente il numero delle molecole in un cm³ di un gas, alla pressione atmosferica, ed a 0° C?*

Il numero di Loschmidt e quello di Avogadro.

Questo numero viene chiamato *numero di Loschmidt*, come di colui che per primo indicò un metodo per la sua deter-

---

di gas a scorrere sull'altro ed il *coefficiente di viscosità* μ si definisce come lo sforzo tangenziale per cm² che bisogna esercitare in modo costante affinchè le molecole disposte su due piani paralleli all'unità di distanza, scorrano le une sulle altre con la velocità relativa di un cm. al sec.

Ora, l'effetto di una molecola sarà logicamente tanto maggiore quanto più arriva da lontano perchè l'eccesso di velocità sarà maggiore, ciò che avverrà tanto più sovente quanto più grande è il libero percorso medio.

D'altra parte se questo è costante, l'effetto crescerà con il numero dei proiettili che uno strato riceve dal vicino, quindi con la densità d del gas. Facile è allora comprendere l'equazione che MAXWELL dedusse analiticamente e che si scrive

$$\mu = \frac{1}{3} u L d$$

ove L è il libero percorso medio e u la velocità molecolare media. Se la densità diminuisce, L aumenta proporzionatamente, ed il prodotto $\frac{1}{3} u L d$ non varia.

Quindi data una temperatura ($u = cost.$) si osserva con sorpresa che μ è indipendente dalla densità e quindi dalla pressione (legge verificata sperimentalmente nel 1866 da MAXWELL stesso).

Il coefficiente d'attrito si determina in diversi modi, per esempio lasciando affluire un gas da un piccolissimo foro calibrato ed osservandone la velocità in determinate condizioni di pressione e temperatura; quindi noti μ e d si può ricavare L.

Per la conducibilità termica dei gas si può dire con sicurezza che il suo coefficiente è

$$k = h \mu c_v$$

ove h è un fattore numerico e c_v il calore specifico a volume costante. Dunque anche k è indipendente dalle densità del gas.

minazione (nel 1865). Alla domanda di cui sopra si collega strettamente l'altra, particolarmente interessante: *qual'è il raggio di una molecola, qualora ci rappresentiamo quest'ultima come sferica?*

Se si conoscesse tale raggio, si avrebbe subito il volume di ogni molecola, e, noto il *numero di Loschmidt*, anche il volume totale effettivamente occupato dalle molecole contenute in un cm^3 di gas. Ma questo volume sarà approssimativamente quello che le molecole possiederanno quando, mediante pressione e raffreddamento, si sarà ridotto il gas ad un liquido od anche allo stato solido. (In realtà il liquido occuperà uno spazio ancor maggiore di quello corrispondente al volume totale delle molecole).

Per questa ragione la densità di una sostanza allo stato liquido o solido è enormemente maggiore che allo stato aeriforme. Per esempio l'azoto come gas ha, alla pressione atmosferica, la densità 0,001254, mentre la sua densità massima osservata allo stato liquido fu di 0,854; quindi il rapporto fra il volume delle molecole addensate, e quello che occupano allo stato di gas alla pressione atmosferica è per l'azoto $= 0{,}001254 : 0{,}854 = 0{,}00138$.

Questo numero si chiama *coefficiente di condensazione*. Se ora si pensa che allo stato condensato, il centro di una molecola si dovrebbe spostare di tutto un raggio, prima di incontrare una seconda molecola, mentre allo stato di gas il centro di una molecola si sposta del libero percorso medio prima di urtarne un'altra, si riconosce subito, senza bisogno di un calcolo più preciso, che il coefficiente di condensazione sarà approssimatamente eguale al rapporto fra il raggio di una molecola e la sua escursione media. Di conseguenza si potrà ricavare il raggio di una molecola in base all'escursione media ed al coefficiente di condensazione. Per esempio per l'azoto, il coefficiente di condensazione è $= 0{,}00138$ e il libero percorso medio $= 0{,}96 \cdot 10^{-5}$, il raggio della molecola, secondo questo modo di vedere è approssimatamente $= 0{,}00138 \cdot 0{,}95 \cdot 10^{-5} = 1{,}30 \cdot 10^{-8}$ cm. Qui non ha importanza la cifra esatta bensì l'ordine di grandezza 10^{-8} cm.

Seguendo questa via si sono stabiliti mediante calcoli più precisi, per i raggi molecolari delle diverse sostanze i seguenti valori:

	raggio di una molecola
Idrogeno	$2,56 \cdot 10^{-8}$ cm.
Elio	2,50 » »
Azoto	3,51 » »
Ossigeno	3,38 » »
Argo	3,41 » »
Cloro	5,04 » »
Mercurio	5,86 » »
Etere	7,30 » »

Non bisogna tuttavia dare un significato troppo ristretto al raggio di una molecola. Intorno ad ognuna di queste dobbiamo immaginare una sfera d'azione o sfera di urto, tale che un'altra molecola non vi possa penetrare [1].

I valori dati più sopra rappresentano più probabilmente i raggi di queste sfere di protezione che non quelli delle molecole stesse; cioè essi sono troppo grandi; quando la molecola è monoatomica si riferiscono naturalmente all'atomo (come per l'elio, l'argo e il mercurio nella tabella precedente). Quando le molecole sono biatomiche, come quelle dell'idrogeno, ossigeno, azoto, cloro, si può dire soltanto che i loto atomi, se sono sferici, devono presentare un raggio minore di quello dato qui sopra.

Il risultato di queste considerazioni della teoria cinetica dei gas ci dà quindi un'idea sulla grandezza reale degli atomi oppure, più esattamente, sul loro ordine di grandezza.

Si deve ammettere che un raggio di un atomo (pensato sferico) sia dell'ordine di grandezza 10^{-8}.

A quest'ordine di grandezza conducono anche considerazioni del tutto diverse. La grandezza 10^{-8} cm. è eguale a un decimilionesimo di millimetro.

[1] Si parla di urto, ma un urto vero e proprio non è, inquantochè esistendo la sfera di protezione dovuta alle forze repulsive delle molecole, la distanza fra i centri di due di queste non viene ad essere minore del diametro della sfera d'azione stessa.

Determinata la grandezza delle molecole è facile ora ottenere anche un valore per il numero delle molecole esistenti in un centimetro cubo di gas cioè per il *numero di Loschmidt.* Poichè, se si pensa che in generale ogni molecola percorre la distanza L (escursione media) prima di incontrarne un'altra, si riconosce subito come lo spazio cilindrico descritto dalla molecola nel suo cammino sia di grandezza tale da contenere in media una sola molecola.

Quindi il rapporto di un cm^3 a questo spazio rappresenta senz'altro la somma delle molecole contenute in un cm^3, cioè il *numero di Loschmidt.*

Il calcolo ci dice che in un centimetro cubo di gas alla pressione atmosferica ed a 0°C esistono 27,2 trilioni di molecole, intendendo un trilione eguale a 10^{18}.

Questo *numero di Loschmidt* ha lo stesso valore per tutti i gas, poichè per il principio di AVOGADRO, tutti i gas alla stessa temperatura e pressione contengono in un cm^3 lo stesso numero di molecole.

Supponiamo che queste molecole sieno uniformemente distribuite nello spazio di un cm^3; ad ogni molecola spetterà un minuscolo cubo di volume $\frac{1}{27,2 \cdot 10^{18}}$ cm^3.

Il lato di tale cubo è quindi circa $= \frac{1}{3 \cdot 10^6}$ cm. $= 3{,}3 \cdot 10^{-7}$ cm. $= 3 \div 4$ milionesimi di millimetro.

Questa è la grandezza della distanza media fra due molecole, che è dunque in media $10 \div 30$ volte maggiore del raggio di una molecola stessa.

Partendo dal *numero di Loschmidt* si può arrivare ad un altro numero altrettanto importante, cioè quello cosidetto di AVOGADRO.

Se noi prendiamo, ad una pressione eguale, un cm^3 di diversi gas, come ad esempio idrogeno, ossigeno e cloro, le masse di questi volumi eguali di gas non sono equivalenti, ma bensì stanno fra loro come i rispettivi pesi molecolari, cioè, nel nostro caso, come 2 : 32 : 71.

In generale, i volumi di diversi gas, le cui masse sono proporzionali al loro peso molecolare, sono eguali. Ne segue che anche i volumi occupati da una grammo-molecola di ogni singolo gas (nelle stesse condizioni di pressione e temperatura) sono fra loro eguali e contengono quindi, come disse AVOGADRO, lo stesso numero di molecole [1]. Questo numero che dà quante molecole si trovano in un *mol* di ciascun gas (alla pressione di un'atmosfera ed a 0°C di temperatura) si chiama *numero di Avogadro*.

La sua ricerca è facile se si calcola quanti centrimetri cubici sono occupati da una molecola-grammo di idrogeno (2 gr. d'H). In condizioni normali un grammo di aria occupa lo spazio di 773 cm³.

L'idrogeno pesa 14,475 volte meno dell'aria, quindi 2 grammi d'idrogeno (1 *Mol*) occupano il volume

$$2 \times 14{,}475 \times 773 = 22378 \text{ cm}^3 \ (^2).$$

(1) Vedi anche a pag. 6, ove il principio d'AVOGADRO è dato in corsivo. Ricordiamo che la teoria cinetica dei gas dà ragione della legge d'AVOGADRO nel modo seguente.

Sieno due volumi eguali di gas diversi alla stessa temperatura e pressione. Indicando con N_1 e N_2 il numero rispettivo delle loro molecole e con m_1 e m_2 le masse di quest'ultime per la (1) a pag. 18, si ha

$$\frac{3}{2}\, pv = N_1 \frac{m_1 c_1^2}{2} = N_2 \frac{m_2 c_2^2}{2} \qquad (1)$$

essendo $N_1 m_1$ la massa totale di tutte le molecole di uno dei gas e $N_2 m_2$ dell'altro, a pag. 18 indicata con m.

Ma se i due gas sono alla stessa temperatura, le loro molecole possiederanno la stessa energia cinetica media cioè dovrà essere

$$\frac{m_1 c_1^2}{2} = \frac{m_2 c_2^2}{2} \qquad (2)$$

Se ciò non fosse, mescolando i due gas dovrebbe avvenire, contrariamente all'esperienza, uno scambio d'energia fra le loro molecole, con conseguente variazione della temperatura di ciascun gas, dipendendo la temperatura, come sappiamo (vedi anche equazione (2) a pag. 18) soltanto dall'energia cinetica molecolare. Quindi dalla (1) e dalla (2) scende necessariamente

$$N_1 = N_2$$

che è la legge d'AVOGADRO.

(2) È il *volume molecolare*. In media esso è per i gas = 22412 cm³.

Con che una grammo-molecola d'idrogeno, e del pari di qualsiasi altra sostanza allo stato normale di gas, contiene

$$27{,}2 \cdot 10^{18} \times 22378 = 60{,}9 \cdot 10^{22}$$

molecole.

Questo il *numero di Avogadro* [1] mediante il quale è ora facile calcolare la *massa effettiva* di una molecola d'idrogeno o di qualsiasi gas. Invero, poichè $60{,}9 \cdot 10^{22}$ molecole d'idrogeno possiedono insieme la massa di 2 grammi, ogni molecola d'idrogeno avrà una massa di

$$\frac{2}{60{,}9 \cdot 10^{22}} = 3{,}28 \cdot 10^{-24} \text{gr.}$$

10^{-24} gr. è un grammo diviso per un quadrilione. Una molecola d'ossigeno possiede naturalmente una massa 16 volte maggiore, una di cloro 35,5 volte maggiore e così via.

Un atomo d'idrogeno è affetto di conseguenza da una massa metà della suesposta, cioè $1{,}64 \cdot 10^{-24}$ gr. Questo numero ci servirà in seguito per un ulteriore calcolo.

Tutte queste cifre per la grandezza, la massa, il numero delle molecole e degli atomi non ci dicono direttamente nulla.

La scala nella quale noi siamo usi di misurare, non è adatta per questi valori così piccoli o così grandi. Nella pratica quotidiana la più piccola unità di misura con la quale valutiamo

---

[1] Le determinazioni più attendibili della costante (o numero) d'AVOGADRO, eseguite in questi ultimi tempi (dal 1914 ad oggi) sono concordi nell'attribuirle un valore variante fra $60 \cdot 10^{22}$ e $65 \cdot 10^{22}$. Sembra quasi impossibile che si sia potuto stabilire con tanta precisione e concordanza l'esistenza di circa 600000 miliardi di miliardi di molecole in un *Mol*, cioè per es., in 2 grammi d'idrogeno! Eppure una trentina circa di metodi differenti basati su fenomeni diversissimi della fisica e della chimica (moti browniani, teoria cinetica dei gas, diffrazione della luce, irradiazione del corpo nero, teoria elettronica, radioattività) non permettono ormai più di dubitare dell'attendibilità dei risultati e danno all'ipotesi atomica e molecolare una verosimiglianza che confina con la certezza, benchè atomi e molecole sfuggano ancora e sfuggiranno forse sempre all'osservazione diretta dell'uomo.

le lunghezze è il mm.; come rappresentarci la decimilionesima parte di questo millimetro, e quindi il raggio dell'atomo?

Si potrebbe, sì, farcene un'idea approssimata se ingrandiamo 10 milioni di volte la nostra unità di misura (1 mm.), portandola cioè a 10 km. Allora il raggio dell'atomo corrisponde alla lunghezza di un millimetro.

Ancor più difficile è confrontare la massa dell'atomo con le masse che ne circondano. La terra possiede una massa di $2 \cdot 10^{24}$ kg. La massa di un atomo d'idrogeno sta quindi a quella di un grammo, all'incirca come la massa di 3 kg. a quella totale della nostra terra.

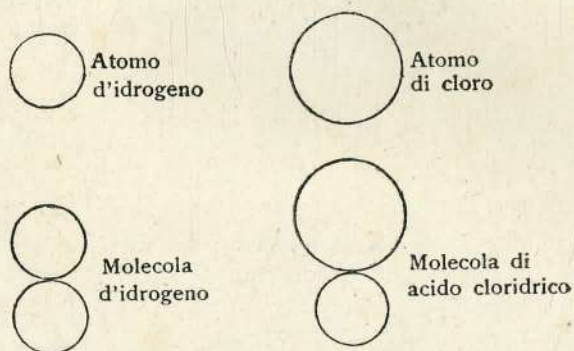



Fig. 1.

Ma non basta: le nuove ricerche e scoperte di cui si dirà in seguito hanno stabilito che queste minuscole particelle di materia, questi grani infinitesimi di polvere, sono a loro volta interi mondi, formanti ognuno un sistema solare.

Ora l'unica rappresentazione che ci possiamo fare degli atomi in base a quanto abbiamo fino a questo punto detto, è quella di una piccolissima massa di forma sferica, o anche non, della rispettiva sostanza chimica. Ad una molecola corrisponderebbe un insieme di due o più atomi di sostanza eguale o diversa. Nella fig. 1, seguendo questa presuntiva rappresentazione, si vede nella fila superiore un atomo d'idrogeno ed uno di cloro, nella inferiore una molecola d'idrogeno e una

di acido cloridrico. Il perchè qui due atomi d'idrogeno entrino sempre in una combinazione più intima a formare una molecola d'idrogeno, non è, in base a questo modo di rappresentazione, assolutamente comprensibile.

Gli atomi dei singoli elementi, sono ritenuti, come già dice il loro nome (atomos = indivisibile) delle particelle assolutamente invariabili ed indivisibili. Ma allora esistono ancora due possibilità. L'una ci direbbe che è bensì vero che gli atomi si presentano come corpi indivisibili, ma solo perchè finora non siamo stati capaci, data l'insufficienza dei nostri mezzi, di scomporli. Sotto questo punto di vista un atomo d'oro sarebbe insecabile. Ma poichè esso occupa uno spazio finito, lo possiamo immaginare composto di parti ancor più piccole; queste tuttavia non sarebbero allora più oro bensì qualche cos'altro, di cui appunto si compone l'oro.

Una tale ipotesi attribuirebbe all'atomo una indivisibilità temporanea, relativa, e si collegherebbe a quella più sopra citata di PROUT che gli atomi stessi sieno costituiti da uno o più atomi d'idrogeno; ad ogni modo che queste particelle ultime, sieno proprio di idrogeno, non è in alcun modo necessario. Se ne riparlerà in seguito.

L'altra possibilità sarebbe che per una ragione qualsiasi gli atomi sieno proprio grandezze indivisibili.

Ma allora questa insecabilità dovrebbe insiedere nella loro natura stessa e non soltanto nell'imperfezione dei mezzi di cui disponiamo. Ed è palese che, se anche si riuscisse a dividere questi atomi in altri atomi che diremo elementari, ci potremo sempre chiedere il perchè della indivisibilità di questi ultimi!

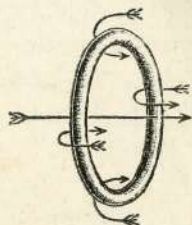
L'ipotesi degli atomi vortici.

Si tratta dunque di vedere come sia possibile spiegare l'indivisibilità di una certa quantità di materia. Vi risponde una geniale teoria che Lord KELVIN, il celebre fisico inglese, espose or sono più di 50 anni, cioè la teoria degli *atomi vortici*.

Già era stato dimostrato da HELMHOTZ che in un fluido ideale (privo d'attrito) potevano aver luogo degli anelli vorticosi. Questi sono figure anulari le cui particelle fluide si trovano in rotazione intorno all'asse mediano dell'anello come è indicato nella figura 2.

Fig. 2.

Dalle proprietà generali di un simile fluido segue però che tali vortici non possono venir prodotti dalle solite cosidette forze conservative naturali [1] e che neppure possono venire da esse distrutti. Per cui se esistono in un fluido, vi devono aver esistito fin dall'inizio, nè si possono con forze conservative dividere o distruggere. Se con una lama anche affilatissima urtiamo contro simile anello, e tentiamo di tagliarlo in due, non ci riusciamo. L'anello cambia forma, si piega intorno al coltello, ma le particelle rotanti

---

[1] Si dicono forze conservative quelle il cui lavoro non dipende che dalle posizioni iniziale e finale del sistema su cui agiscono. L'esperienza quotidiana ci rivela subito che la forza di gravità è conservativa. Infatti il lavoro da essa eseguito è sempre eguale al peso del corpo su cui agisce per la distanza verticale fra il punto di partenza e quello d'arrivo, e ciò, quale si sia il cammino percorso dal corpo. Se allora supponiamo un punto materiale che percorra (per semplicità) un cerchio in un piano verticale, sotto l'azione della gravità, il lavoro da questa eseguito dopo un giro completo è evidentemente nullo, poichè, come abbiamo detto, esso è dato dal prodotto del peso per la distanza verticale superata dal punto, e che qui è nulla. Possiamo anche supporre che il punto materiale in questione sia un punto generico di un elemento di fluido; il quale elemento allora, per quanto precede, non potrà entrare in rotazione se le forze in presenza sono, generalizzando, soltanto conservative. La risultante di quest'ultime passa sempre pel baricentro di ogni elemento fluido e quindi esse non possono nè generare nè distruggere dei moti vorticosi. È infatti impossibile far girare un disco spingendo in direzione del suo centro. Il disco si sposterà ma non ruoterà. Ma appena la direzione della spinta è tale da dar luogo ad una componente tangenziale, il disco si mette a girare. Orbene le forze d'attrito sono precisamente tangenziali ed è questa la ragione per cui nei fluidi reali, che, come è noto, presentano un attrito interno, si possono stabilire dei vortici. Se allora improvvisamente l'attrito di uno di questi fluidi in moto vorticoso s'annullasse, cioè se il fluido divenisse ideale, i vortici avrebbero un'esistenza indefinita, purchè tutte le forze agenti ammettano un potenziale, siano cioè conservative. E questo è il caso degli atomi vortici.

non si lasciano dividere e la massa fluida vorticosa mantiene indisturbata la sua continuità. Approssimativamente si possono riconoscere gli anelli vorticosi e le loro proprietà in quegli anelli di fumo che abili fumatori lanciano nell'aria.

Ma solo approssimativamente, poichè l'aria non è il fluido privo d'attrito, base della teoria di HELMHOLTZ. E invero a poco a poco si vedono questi anelli di fumo allargarsi e disfarsi. Ma ciò deriva solo dal fatto che nel fluido (aria) esistono delle forze d'attrito conservative. Se l'attrito non vi fosse, le particelle vorticose rimarrebbero costantemente insieme a formare un anello chiuso, anche se tale anello cambiasse di forma. In realtà dunque l'anello sarebbe insecabile (atomos).

Ora l'ipotesi di Lord KELVIN consiste appunto nel ritenere che l'etere (1) possieda le proprietà di un fluido perfetto,

---

(1) La teoria oscillatoria dell'etere incomincia collo scienziato olandese HUYGHENS (1629-1695) il quale ne paragonò le vibrazioni a quelle dell'aria nella trasmissione del suono. Più tardi FRESNEL, francese, fu condotto a precisare le proprietà di questo etere, tanto necessario per spiegare il fenomeno della propagazione della luce.

Consideriamo un solido elastico, per esempio una sbarra d'acciaio, e comunichiamogli ad un estremo un moto vibratorio rapidissimo in senso trasversale all'asse. Si è trovato che la velocità di propagazione delle vibrazioni è allora proporzionale alla radice quadrata del modulo d'elasticità tangenziale del solido; il quale modulo è tanto più grande quanto meno il solido è deformabile. Attribuendo ora all'etere simili proprietà meccaniche, la sua rigidità dev'essere ben superiore a quella dell'acciaio, dato che le vibrazioni trasversali della luce vi si propagano con la velocità di 300000 km/sec.; l'etere si presenta quindi come un solido rigidissimo.

D'altra parte il moto degli astri ci dice che la sua densità (massa dell'unità di volume) dev'essere infinitesima, se non nulla, poichè altrimenti, resistendo al loro moto, questo dovrebbe variare; non solo, ma l'etere priverebbe ben presto per esempio la terra, d'ogni traccia d'atmosfera, oppure, se questa rimanesse unita alla terra, l'urto produrrebbe un calore enorme ed impossibile alla vita.

Ma vi è chi opina che l'etere abbia veramente una massa, tanto è vero che la velocità della luce è finita, cioè la sua propagazione non è istantanea. Allora bisognerebbe che l'etere presentasse le proprietà d'un fluido perfetto cioè che non possedesse coesione alcuna fra le sue particelle, o, ciò che è lo stesso, avesse attrito interno nullo, in modo da non opporsi al movimento dei corpi.

Dunque, pensando in senso materiale, cioè attribuendo all'etere le proprietà della materia, si va incontro a diverse contraddizioni.

Però nonostante queste ed altre incertezze, l'ipotesi dell'etere godè e

(cioè senza attrito) in cui i vortici citati più sopra esistano fin dalle origini. Questi vortici, indistruttibili, costituirebbero gli atomi dei corpi, cioè gli *atomi vortici*.

Dato che noi non li possiamo produrre con le nostre forze, il loro numero non cresce, ma neppure diminuisce poichè non siamo capaci di distruggerli.

Riassumendo, questi vortici hanno la proprietà fondamentali degli atomi: la indistruttibilità e la insecabilità. E, se anche oggigiorno non si può più ammettere l'indivisibilità dell'atomo, la teoria di Lord KELVIN non perde il suo valore filosofico poichè

---

gode tuttora di grande favore, e ciò per ragioni scientifiche, avendo permesso di spiegare tutta una serie di fenomeni naturali altrimenti incomprensibili, non tuttavia l'intima sua essenza, poichè non esiste equazione capace di darci nè la sua densità nè il suo modulo d'elasticità, per non parlare del suo attrito interno.

Al concetto d'etere si fu spinti anche da un'altra ragione: la ripugnanza ad ammettere le azioni a distanza. Infatti come spiegare ad esempio l'attrazione gravitazionale, o quella magnetica, senza un mezzo capace di trasmettere queste forze? Si potrebbe rispondere che altrettanto misteriosa è l'azione a contatto, e che molte inconcepibilità sono puramente soggettive. Per esempio i nostri occhi non percepiscono la distanza fra gli atomi di un pezzo di ferro, per cui la discontinuità di questo ci sembra incompatibile con la realtà. Così ci è inconcepibile l'etere di FRESNEL perchè non riusciamo ad immaginarci un ente che possieda insieme le qualità di solido e fluido perfetto. Ciò urta il nostro senso comune: ma anche le ipotesi di PLANCK sulla discontinuità dell'energia, hanno urtato il senso comune; eppure esistono dei fenomeni naturali di cui non è possibile la spiegazione se non ricorrendo ai quanti. Naturalmente, se anche l'etere non è inconcepibile non vuol dire che esso esista.

Ed ammesso invece che esista, è esso immobile o trascinato con sè dai corpi in movimento? Nel 1851 FIZEAU, volendo verificare l'ipotesi di FRESNEL, cioè che la velocità della luce doveva variare a seconda che la propagazione avveniva in un fluido in quiete od in moto, trovò che all'ipotesi corrispondeva l'esperienza. Infatti, per esempio, l'acqua influiva, ma solo parzialmente, sulla velocità della luce, per cui invece di ottenere, rispetto ad un sistema di riferimento fisso con l'osservatore una velocità $W = w + v$ ove v era quella dell'acqua, e w quella della luce rispetto all'acqua in quiete, si otteneva la formola di FRESNEL:

$$W = w + v\left(1 - \frac{1}{n^2}\right)$$

ove n è l'indice di rifrazione dell'acqua; cioè una velocità minore. Dunque l'etere o è solo parzialmente trascinato dalla materia in moto od è addirittura immobile. Ma tutti i tentativi, come quello del MICHELSON nel 1881 (e

la stessa questione dell'indivisibilità non ha fatto che passare dall'atomo ai suoi elementi costitutivi. Per esempio, si potrebbe applicare agli elettroni, di cui sembra oggi formato l'atomo.

Veramente l'ipotesi che l'atomo sia una particella materiale indivisibile ha già da tempo urtato contro tutta una serie di difficoltà. In prima linea entrano in considerazione i fenomeni ottici. Notoriamente tutti i gas ed i vapori luminosi, quando si fa passare la loro luce attraverso una fenditura ed un successivo prisma oppure reticolo, presentano dei fenomeni caratteristici. Mentre che nell'esame della luce del sole oppure di quella di una lampada ad arco si ottiene in tal guisa uno *spettro* completo cioè un nastro di colori diversi che partono dal rosso e passano gradatamente per l'arancione, il giallo, il verde, l'azzurro, l'indaco fino ad arrivare al violetto, ciò non avviene più con fiamme e gas colorati. Se per esempio si introduce nella fiamma di un becco Bunsen un sale di sodio,

---

di cui si occupano tutti i trattati sulla relatività) per palesare per esempio il moto assoluto della terra rispetto all'etere immobile riuscirono vani.

Seguì MAXWELL, il quale, avendo calcolato che le onde elettromagnetiche si propagavano nel vuoto con la velocità della luce, ne dedusse che le vibrazioni luminose dovevano essere della stessa natura delle oscillazioni elettromagnetiche (1873); per MAXWELL l'etere era ancora un mezzo dotato di proprietà meccaniche, benchè non gli riuscisse di fornirne un modello tale da interpretare in modo soddisfacente le leggi del campo elettromagnetico. Più tardi HERTZ considerò come supporti di campi elettromagnetici tanto l'etere libero che la materia. Questa poi doveva contenere pure dell'etere, il quale allora prendeva parte ai movimenti della materia assumendo la stessa velocità di quest'ultima, in contraddizione evidente, come sappiamo, con l'esperienza di FIZEAU.

Fu LORENTZ che spogliò l'etere delle sue proprietà meccaniche lasciandogli solo quelle elettromagnetiche e l'immobilità. Di poi, la teoria della relatività in senso stretto lo spogliò anche di quest'ultima, non ritenendo esatto che un sistema di riferimento rispetto al quale l'etere sia fisso, debba essere privilegiato di fronte ad altri qualsiasi, dato che i fenomeni fisici non possono che essere indipendenti dal sistema cui si riferiscono.

Ora nella relatività generale il concetto di etere ha ripreso un significato, differente naturalmente da quello di FRESNEL; esso sarebbe un mezzo privo di tutte le proprietà meccaniche e cinematiche, ma tuttavia determinante i fenomeni meccanici ed elettromagnetici (EINSTEIN). Concetto astratto sul quale però non possiamo fermarci. Vedansi le opere citate sulla relatività.

per esempio del cloruro di sodio o un pezzetto di sale di Glauber (solfato sodico decaidrato), la fiamma si colora d'un bel giallo; facendo passare questa luce per una fenditura ed un prisma, invece di uno spettro si ottiene solo una forte e brillante riga, nota col nome di riga D del sodio e che con una dispersione sufficiente attraverso al prisma si sdoppia in due D_1 e D_2 vicinissime.

Poichè tutti i sali di sodio mostrano la stessa riga (cloruro, solfato, nitrato, ecc.), così questa deve dipendere solo dall'atomo di sodio. Parimenti una fiamma colorata in rosso dal litio, mostra due righe nello spettro, una rossa, l'altra arancione. Una fiamma di potassio produce una riga rossa e una violetta, il cesio, una rossa, una arancione, una verde e due azzurre.

Poichè la luce consiste in vibrazioni, ed a ogni colore corrisponde un determinato numero d'oscillazioni, ne segue che un atomo di un corpo può produrre, a seconda delle circostanze, oscillazioni di frequenza diversa.

Anche i gas semplici si possono, allo stato rarefatto, portare all'incandescenza facendo passare per essi una corrente elettrica, come avviene nei tubi *Geissler*. Allora per esempio con l'idrogeno si rivelano quattro righe: una rossa, una verde, una azzurra ed una violetta. Con l'elio se ne vedono sette e con l'argo, il cripto, il xeno degli spettri ricchissimi di righe.

Quello dei vapori di ferro ne contiene oltre 2000. Queste vibrazioni ottiche seguono delle leggi dissimili da quelle delle oscillazioni dei corpi materiali. Se ne deduce ad ogni modo che entro all'atomo devono aver luogo delle oscillazioni, o moti periodici, di vario tipo, che sono appunto l'origine di queste emissioni di luce. Le righe dello spettro degli elementi c'insegnano dunque che gli atomi non sono corpi semplici, bensì che devono contenere delle particelle più piccole, cioè che in realtà gli atomi non sono indivisibili.

CAPITOLO II.

I fenomeni elettroatomici nei liquidi e nei gas. Gli elettroni

Gli ioni nella elettrolisi.

Gli ulteriori progressi fatti nella conoscenza della natura degli atomi si dovettero allo sviluppo dell'elettrologia.

Allorchè, verso la metà del secolo scorso, si andarono moltiplicando gli studî intorno all'elettricità e si scoprirono gli effetti termici, elettrolitici, magnetici ed elettrodinamici della corrente elettrica; particolarmente allorchè si vennero a conoscere per mezzo di FARADAY i fenomeni d'induzione, e per opera di HERTZ la propagazione delle onde elettromagnetiche, divenne sempre più difficile il farsi un concetto, che non fosse in contrasto coi dati sperimentali, sull'essenza intima dell'elettricità.

La varietà dei fenomeni era così vasta da far sembrare impossibile l'attribuir loro un'origine comune. Infatti una serie di azioni elettriche inducevano assolutamente a ritenere l'elettricità null'altro che una specie di materia, mentre altre avvaloravano l'ipotesi che tutti i fenomeni fossero dovuti ad un moto qualsiasi dell'etere.

In realtà le opinioni degli scienziati in proposito si sono sovente cambiate ed allorchè HERTZ pubblicò le sue mirabili

esperienze sulle onde elettromagnetiche, parve che la teoria di MAXWELL, che attribuiva tutte le azioni elettriche a fenomeni di stato o di deformazione dell'etere, fosse perfettamente e senza contrasti conforme alla realtà.

Parve soltanto; poichè lo studio approfondito di diversi fenomeni importantissimi, che non si riuscivano a spiegare con la teoria citata, induceva a considerare più esatta la ipotesi che l'elettricità fosse di natura materiale. In particolare non si potevano far entrare nella teoria di MAXWELL i fenomeni elettrolitici scoperti da FARADAY e nei quali l'elettricità si manifestava in quantità discrete.

Facendo passare una corrente elettrica attraverso ad un elettrolita (cioè ad un liquido conduttore, per esempio, una soluzione di sali o acidi o basi in acqua) questo si scompone, si elettrolizza, inquantochè il metallo (oppure l'idrogeno) del sale (o acido o base) disciolto si libera al polo od elettrodo negativo o *catodo*, mentre il resto della molecola si porta all'elettrodo o polo positivo o *anodo*.

Le due parti costitutive della molecola, che qui si manifestano separate e provvedute di cariche elettriche, furono chiamate *ioni*: ed invero quello di questi che si dirige all'elettrodo negativo *catione*, l'altro, che si muove verso il polo positivo, *anione*.

La legge di Faraday.

L'esame quantitativo del fenomeno elettrolitico condusse FARADAY alla seguente legge [1]: *il peso* (o la massa) *degli ioni che nell'elettrolisi di un liquido conduttore qualsiasi, si separano all'uno od all'altro elettrodo, è proporzionale al prodotto del valore stechiometrico* (o peso di combinazione od equivalente chimico) [2]

---

[1] Scoperta nel 1833.

[2] Vedi nota pag. 2. Gli equivalenti chimici sono riferiti all'idrogeno preso eguale a 1.

della sostanza relativa per la quantità totale di elettricità passata per l'elettrolita [1].

Il valore stechiometrico delle sostanze elementari è notoriamente eguale al peso atomico della sostanza diviso per la sua valenza [2]. L'idrogeno ha un peso di combinazione eguale a 1; l'ossigeno (bivalente) eguale a $\frac{16}{2} = 8$, l'azoto (trivalente) eguale a $\frac{14}{3} = 4{,}66$, il carbonio (tetravalente) eguale a $\frac{12}{4} = 3$.

La massa totale dei ioni separatisi ad un elettrodo, divisa per l'equivalente chimico degli stessi, non è altro che il *numero* degli *equivalenti* depostisi.

Se si esprime l'intera massa in grammi, si ottiene il numero dei *grammo-equivalenti* liberati, ove per grammo-equivalente (o equivalente gramma) di una sostanza si intendono tanti grammi quanti sono indicati dal peso di combinazione [3].

Per esempio, se nell'elettrolisi si sono separati ad un elettrodo 16 gr. di ossigeno, il numero di grammo-equivalenti depostisi è $\frac{16}{8} = 2$.

Di conseguenza la legge di FARADAY si può esprimere

---

[1] In altre parole, moltiplicando il numero di coulomb o cariche elettriche unitarie passate per l'elettrolita, per l'*equivalente elettrochimico* della sostanza (in soluzione), cioè per la quantità di questa che si libera per ogni coulomb, si ha la quantità totale di sostanza separatasi; ma

$$\text{equivalente elettrochimico} = \frac{\text{equivalente chimico}}{96494}$$

ove 96494 è la costante di FARADAY (coulomb necessari per depositare un grammo-equivalente d'un elemento qualsiasi cioè un numero di grammi eguale all'equivalente chimico); dunque la massa dei ioni separatisi è proporzionale al prodotto indicato dal testo.

[2] Vedasi nota a pag. 12. La valenza di un elemento è data dal numero di atomi d'H o di altri elementi monovalenti che esso può saturare.

[3] Per esempio un grammo equivalente di Na rappresenta 23 gr. di Na; uno di O, $\frac{16}{2} = 8$ gr. di ossigeno, ecc.

anche nel seguente modo: *il numero degli equivalenti separatisi è proporzionale alla quantità di elettricità passata*; oppure inversamente: *la quantità di elettricità passata è proporzionale al numero degli equivalenti* (o grammi equivalenti) *separatisi*.

La conducibilità di un elettrolita si spiega col ritenere, conforme alla esperienza, che entro il liquido le due specie di ioni esistano liberi in buon numero fin dal principio ed in proporzioni eguali (cioè che entro un volume piccolo quanto si voglia si trovino tanti ioni positivi quanti negativi).

Se ora si immergono nella soluzione due elettrodi collegati ad una sorgente di elettricità continua, gli ioni positivi migrano per attrazione elettrostatica [1] nella direzione del catodo (polo negativo), quelli negativi nella direzione dell'anodo (polo positivo).

Quegli ioni positivi o negativi che ogni volta si trovano più vicini al catodo o all'anodo, si separano su di essi [2], mentre nell'interno del fluido si scindono nuove molecole ed in numero tale da rimpiazzare gli ioni liberatisi. Da questo processo si riconosce quindi che ogni ione ha contribuito col trasporto della sua carica alla conducibilità totale dell'elettrolita, cioè a stabilire la corrente. La conducibilità avviene dunque per *migrazione degli ioni*, che sono parti costitutive, positive o negative, di molecole. Ogni equivalente di sostanza separatosi [3] ha prima migrato attraverso l'elettrolita portando con sè una determinata quantità d'elettricità.

---

(1) Due cariche o masse elettriche dello stesso segno si respingono, mentre due di segno opposto si attirano.

(2) Cioè la loro carica viene neutralizzata dalle cariche di segno opposto portate dagli elettrodi, di modo che gli ioni neutralizzati possono comparire allo stato libero, cioè come atomi.

(3) Se per esempio l'elettrolita è costituito da una soluzione di cloruro sodico ($NaCl$) l'esperienza prova che in un certo tempo si separa all'elettrodo positivo un equivalente (cioè tanti grammi quanti sono dati dal peso di combinazione) di Cl (35,5 gr.) ed all'elettrodo negativo 1 equivalente di Na (23 gr.). Quindi se una determinata quantità di elettricità (96494 coulomb) separa un equivalente di Cl ne separa anche uno di Na, cioè 96494 coulomb separano *sempre* un equivalente di sostanza qualsiasi (v. pag. seguente).

La struttura atomica dell'elettricità.

Ora la legge di FARADAY che *parla solo del numero e non della specie degli equivalenti* dice che *ogni* equivalente di una sostanza qualsiasi è legato ad *una* e *sempre eguale quantità di elettricità*, positiva se si tratta di cationi, negativa se di anioni. Ad ogni atomo monovalente come l'idrogeno, l'argento, il cloro, ecc., è unito quindi una ben determinata carica elettrica; ad ogni atomo bivalente, come il rame, lo zinco, l'ossigeno, una carica doppia, ogni trivalente una carica tripla, ecc. [1].

Si deve a HELMHOLTZ (1881) una deduzione importantissima da questi fatti sperimentali. Invero l'interpretazione più semplice della legge suddetta è che, *al pari della materia, l'elettricità sia suddivisa in atomi* e che ad ogni equivalente di sostanza è collegata una quantità ben determinata d'elettricità, precisamente sempre la stessa, quale che sia la sostanza in questione.

Esiste dunque una certa quantità minima d'elettricità che è unita ad ogni atomo di sostanza monovalente; agli atomi di un'altra sostanza non può trovarsi legata una carica che sia $1\frac{1}{2}$ o $3\frac{1}{2}$ volte quella minima, bensì solo una che lo sia 2 o 3 volte, ecc.

Quindi l'elettricità si presenta come qualcosa di materiale, divisibile in parti discrete, in atomi.

---

[1] L'*equivalente elettrochimico* o quantità di sostanza separata da 1 coulomb è:

$$= \frac{\text{peso atomico}}{\text{valenza}} \cdot \frac{1}{96494},$$

come si ricava dalla nota a pag. 34. Ora se la valenza è eguale a due, l'equivalente elettrochimico diventa metà di quello relativo alla stessa sostanza quando questa si comporta come monovalente, cioè gli atomi della sostanza bivalente sono legati ad una quantità di elettricità doppia; ne segue che la capacità di saturazione degli atomi per l'elettricità coincide con la loro valenza presa nel senso chimico della parola.

Gli elettroni.

Tali atomi elettrici sono chiamati *elettroni* [1] e si distinguono anzitutto in positivi e negativi. L'elettricità si comporta cioè come un particolare elemento chimico, gli cui atomi si combinano con quelli degli altri elementi noti, a formare i ioni. L'atomo elettrico funziona da *monovalente*, in quanto che ogni atomo chimico di valenza uno si unisce ad un elettrone; se di valenza due, con due e così via, proprio come un atomo di cloro si combina con uno di idrogeno, un atomo di ossigeno con due, ecc.

Così venne per la prima volta, per opera di HELMHOLTZ introdotta nella fisica l'idea che anche l'elettricità sia qualche cosa di materiale divisibile in atomi, in perfetto contrasto con la teoria di MAXWELL. Ma poichè d'altra parte un gran numero di fenomeni elettrici si potevano spiegare con ogni facilità qualora si ammetteva l'ipotesi maxwelliana delle deformazioni dell'etere, ne risultava una nuova divisione apparentemente insuperabile per le diverse forme dei fenomeni elettrici.

Ogni contraddizione venne però superata, e le diverse interpretazioni riunite in una più alta sintesi quando H. A. LORENTZ creò nel 1892 la sua *teoria elettronica*, secondo la quale tutte le azioni elettriche *entro* i corpi si spiegavano con la teoria atomistica dell'elettricità, cioè ammettendo gli elettroni, mentre tutte le azioni elettriche a *distanza*, come quelle elettrostatiche, elettromagnetiche, induttive si interpretavano con l'aiuto dell'etere. E l'accordo di queste due classi di fenomeni veniva da lui raggiunto col dimostrare che ogni elettrone era in stretto

---

[1] La parola *elettrone* fu per la prima volta adoperata dall'inglese J. STONEY nel 1891 per indicare l'unità naturale d'elettricità, che egli aveva tuttavia già nel 1874 determinata in $0{,}3 \cdot 10^{-10}$ unità assolute elettrostatiche, basandosi sulla quantità d'elettricità necessaria per sviluppare da un elettrolito un grammo d'*H* e sul numero d'AVOGADRO quale era dato dalla teoria cinetica dei gas (vedasi più avanti nel testo).

collegamento con l'etere circostante, cioè che ogni elettrone in quiete od in moto produceva delle perturbazioni ben determinate dell'etere, propagantisi con la velocità della luce, dando origine alle azioni a distanza. Un ulteriore sviluppo di questa teoria non è necessaria al nostro scopo.

Per noi ha invece grande importanza il fatto che oltre agli atomi degli elementi chimici noti, dobbiamo ancora introdurre nelle nostre considerazioni altri due atomi, cioè quelli dell'elettricità positiva e negativa.

In verità questa ammissione riposa, per quanto abbiamo esposto finora, solo su fenomeni alquanto complicati e poco generalizzabili, e i supposti atomi d'elettricità sembrano comparire sempre soltanto legati ad atomi delle sostanze comuni. Ma noi tratteremo in seguito di altri fenomeni, dai quali riconosceremo che questi elettroni possono anche, in determinate circostanze, manifestarsi liberi da qualsiasi supporto materiale, in modo da renderci possibile la prova della loro esistenza anche senza ricorrere a interpretazioni difficili di fenomeni complessi.

Per completare queste considerazioni, e con ciò anche porre le basi per le generalizzazioni che seguiranno, dobbiamo trattare le conseguenze della legge di FARADAY non solo in senso qualitativo ma anche quantitativo.

Più sopra abbiamo esposto la legge che: la quantità d'elettricità passata è proporzionale al numero degli equivalenti separatisi agli elettrodi; questa legge si può anche esprimere nel seguente modo:

Ogni equivalente chimico di una sostanza, è, indipendentemente da questa, legato ad una determinata quantità d'elettricità. Ora, poichè gli equivalenti dei diversi elementi sono numeri relativi, riferiti all'equivalente dell'idrogeno preso eguale all'unità, noi possiamo porre la nostra prima domanda quantitativa: *qual'è la quantità di elettricità che si trova unita ad un grammo equivalente di una sostanza qualsiasi?*

Per rispondere a questa domanda dobbiamo anzitutto stabilire l'unità di misura per le masse elettriche. In pratica

vale come carica unitaria quella quantità d'elettricità che è trasportata in un secondo da una corrente di 1 ampère attraverso una sezione qualsiasi di un circuito elettrico. Questa unità si chiama *coulomb*.

In molti calcoli scientifici però è più comodo assumere come carica unitaria quella quantità di elettricità che esercita su un'altra eguale, alla distanza di 1 cm. e nell'aria, una attrazione od una repulsione elettrostatica (a seconda che le masse elettriche sono di segno opposto od eguale) eguale alla forza di una dina (¹).

Quest'ultima unità di carica, usata raramente in pratica, non possiede un nome particolare. La si chiama *unità elettrostatica assoluta di elettricità*. Essa è molto minore di un coulomb e ricerche accuratissime hanno dimostrato che un coulomb corrisponde a 3 miliardi ($3 \cdot 10^9$) di unità elettrostatiche assolute (²).

Con questi dati si può quindi facilmente passare da una quantità d'elettricità espressa in coulomb alla stessa espressa in unità elettrostatiche e viceversa.

Per ora useremo per le quantità d'elettricità l'unità pratica, cioè il coulomb. Allora alla domanda quantitativa posta più sopra risponde la seguente esperienza eseguita con grande precisione nel 1884 in Inghilterra da Lord RAYLEIGH e Mrs. SIDGWICK e nel 1886 in Germania da F. e W. KOHLRAUSCH, esperienza che diede sempre lo stesso risultato e che divenne la base per la determinazione internazionale dell'unità di corrente, l'ampère: se si fa passare attraverso una soluzione di nitrato d'argento una quantità d'elettricità eguale ad 1 coulomb, si liberano al catodo 0,001118 gr. d'argento (³). Ciò vuol

---

(¹) Vedi nota a pag. 17. La dina è eguale al peso di un milligrammo circa.

(²) Si può avere un'idea dell'ordine di grandezza di un coulomb, supponendo che due cariche eguali ad un coulomb e di segno opposto, si trovino distribuite su due sfere poste ad un chilometro di distanza l'una dall'altra nell'aria e senza ostacoli intermedi. La forza con la quale le due sfere si attirerebbero, sarebbe eguale a circa 900 kg. cioè eguale a 900 volte l'attrazione che la terra esercita su un chilogrammo.

(³) E naturalmente all'anodo una quantità equivalente di NO^3, cioè 0,0006440 gr., che hanno concorso a mantenere la corrente trasportando 1 coulomb di elettricità negativa.

dire secondo quanto precede, che 0,001118 grammi d'argento sono legati ad 1 coulomb d'elettricità positiva. Di conseguenza 1 grammo equivalente d'argento (107,88 gr. d'argento) è unito a $\frac{107,88}{0,001118} = 96494$ coulomb.

In base alla legge di FARADAY, lo stesso numero di coulomb è legato ad un grammo equivalente di una sostanza qualsiasi, e quindi ad 1 grammo d'idrogeno, a 35,5 grammi di cloro, a 8 grammi d'ossigeno, a 31,78 grammi di rame bivalente [1], a 9,03 grammi di alluminio trivalente, ecc.

Ne segue che ad un grammo delle diverse sostanze sono unite delle cariche elettriche ben diverse, ed invero tanto più piccole quanto maggiore è il peso di combinazione.

La quantità d'elettricità legata ad un grammo di sostanza si definisce come carica specifica della sostanza in questione.

Essa è anche eguale al rapporto della carica alla massa della sostanza relativa. Dalle cifre suesposte si ricava che la carica specifica dell'idrogeno cioè dell'elemento di valore stechiometrico minimo, è eguale a

$$96494 \, \frac{\text{coulomb}}{\text{grammo}}.$$

Per contro quella dell'ossigeno è

$$\frac{96494}{8} = 12062 \, \frac{\text{coulomb}}{\text{grammo}},$$

quella del cloro

$$\frac{96494}{36,5} = 2718 \, \frac{\text{coulomb}}{\text{grammo}},$$

quella dell'argento

$$\frac{96494}{107,88} = 894,4 \, \frac{\text{coulomb}}{\text{grammo}}, \text{ ecc.}$$

[1] La stessa quantità d'elettricità trasporterebbe un peso doppio di rame monovalente.

La carica specifica di una massa qualsiasi nell'elettrolisi è al massimo eguale a

$$96494 \frac{coulomb}{grammo}.$$

Questo valore corrisponde alla carica specifica dell'idrogeno. Per tutti gli altri elementi la carica specifica è minore di

$$96494 \frac{coulomb}{grammo}$$

e precisamente di tanto quanto maggiore è l'equivalente chimico dell'elemento in questione.

La carica d'un elettrone.

Da questa legge dedurremo più tardi una importante conseguenza. Il nostro calcolo ci permette inoltre di far ancora un gran passo avanti. Poichè ogni ione monovalente è provvisto di una determinata quantità d'elettricità, e cioè della carica di un *elettrone*, noi possiamo ricavare anche la grandezza di questa carica. Un grammo equivalente di idrogeno, cioè 1 grammo d'idrogeno è legato a 96494 coulomb. Ora abbiamo visto a pag. 26 che un *Mol* di idrogeno (o molecola-grammo di *H*), cioè 2 grammi di idrogeno contengono $60{,}9 \cdot 10^{22}$ molecole (*numero d'Avogadro*), ovvero 1 grammo di *H* lo stesso numero di atomi (rispettiv. ioni). Di conseguenza ad ogni ione d'idrogeno (e quindi anche ad un ione di un'altra sostanza monovalente qualsiasi) spetta una carica di

$$\frac{96494}{60{,}9 \cdot 10^{22}} = 1{,}58 \cdot 10^{-19} \text{ coulomb.}$$

Esprimendo questo numero in unità elettrostatiche asso-

10^{19} = 10,000.000.000.000.000.000

lute, il che si ottiene moltiplicandolo per $3 \cdot 10^{9}$ si ha

$$4{,}74 \cdot 10^{-10} \text{ unità elettrostatiche } (*).$$

Questa carica si chiama *carica elettrica elementare* o *quanto elementare d'elettricità* [1].

---

[1] Supponiamo di realizzare due sfere contenenti ciascuna 1 milligrammo-atomo di ioni monovalenti di segno contrario; se le sfere si trovassero a 1 cm. di distanza, esse si attirerebbero con una forza eguale al peso di 100 bilioni di tonnellate.

Si spiegherebbe così l'impossibilità di separare sia per diffusione sia in altro modo ed in quantità notevoli, ioni di segno contrario presenti in una soluzione.

(*) Secondo MILLIKAN, la carica d'un elettrone è di $(4{,}774 \pm 0{,}005) \cdot 10^{-10}$ unità assolute elettrostatiche. Presa allora la carica d'un grammo equivalente eguale a 9649,4 unità elettromagnetiche assolute (opp. a $3 \cdot 10^{10} \cdot 9649{,}4$ unità elettrostatiche assolute) il numero d'AVOGADRO (vedi pag. 26) diviene

$$N = (60{,}62 \pm 0{,}06) \cdot 10^{22}$$

Supposto il peso molecolare dell'ossigeno eguale a 32,000, dividendo tale numero per la densità dell'ossigeno = 0,0014292 abbiamo il volume molecolare in 22390 cm³.

Dividendo N per 22390 si ricava il numero di LOSCHMIDT, cioè, come sappiamo, il numero delle molecole contenute in 1 cm³:

$$27{,}075 \cdot 10^{18}.$$

Adottando il peso atomico dell'idrogeno eguale a 1,0077, otteniamo infine per la massa dell'atomo d'H il valore

$$m_H = 1{,}662 \cdot 10^{-24} \text{ grammi},$$

di poco dissimile da quello ricavato a pag. 26.

Il metodo seguito da MILLIKAN per la determinazione della carica dell'elettrone vale la pena d'essere ricordato, almeno nelle sue linee generali.

Rammentiamo che si chiama *campo elettrico* qualsiasi regione dello spazio nella quale sieno sensibili le azioni di una o più masse elettriche. La direzione del campo in un suo punto qualunque è determinata dalla traiettoria che descriverebbe una massa uno di elettricità positiva qualora si trovasse in quel punto e fosse libera di muoversi. Queste traiettorie si chiamano le *linee di forza* (ideali) del campo.

Convenzionalmente la densità delle linee di forza (numero delle linee per cm² di superficie normale alla loro direzione) in un qualsiasi punto del campo, rappresenta l'intensità del campo in quel punto.

L'unità d'intensità (detta GAUSS), è data quindi da una linea di forza

Essa è manifestamente la carica di un singolo elettrone e quindi la minima carica elettrica che esista. Un corpo caricato qualsiasi non può possedere che un numero *intero* di questi

---

per cm^2 e si ha quando sulla massa elettrica unitaria viene esercitata la forza di una dina. (L'intensità non ha la dimensione d'una forza se non quando viene moltiplicata per una massa). Supponiamo ora di avere due lastre metalliche affacciate, cariche di elettricità di segno opposto, e separate per esempio da uno strato d'aria. Se la densità delle masse elettriche sulle due lastre sono uniformi ed eguali, il campo fra esse compreso è uniforme (tranne che in vicinanza degli orli) cioè in ogni suo punto l'intensità è la stessa (le linee di forza sono rette parallele e uniformemente distribuite). Se immaginiamo nel campo una massa elettrica positiva unitaria, questa sarà respinta dalle cariche della lastra positiva ed attratta da quelle della negativa.

Su di essa agisce quindi una forza (che per essere la massa = 1, è numericamente eguale all'intensità del campo) la quale, se il punto d'applicazione si sposta (cioè la massa 1), compie un lavoro.

Similmente la forza di gravità agendo su una massa materiale compie un lavoro eguale al peso della massa per il dislivello superato nella caduta. In modo analogo si può dire che le due lastre si trovano ad un diverso *livello elettrico* (non materiale) o come si dice a differente *potenziale.*

Supposta ancora la massa positiva 1 nel campo, questa differenza di potenziale è numericamente eguale al lavoro che le forze elettriche (dovute alle cariche opposte sulle lastre) fanno, quando la massa 1 passa dalla lastra positiva alla negativa.

Ora la differenza di potenziale in questione, che indicheremo con E, ha le dimensioni di un lavoro solo quando la si moltiplica per una massa m. Ma noi sappiamo che dividendo il lavoro per la distanza (d) percorsa dal punto d'applicazione (m) della forza, si ottiene la forza agente; $F = \frac{E \cdot m}{d}$; e sapendo pure che F è eguale alla intensità X del campo moltiplicata per la massa m, si ha

$$Xm = \frac{E \cdot m}{d},$$

cioè l'intensità del campo (fra le due lastre) è data dal quoziente della differenza di potenziale per la distanza fra le lastre stesse. Esprimendo E in volt ($= \frac{1}{300}$ unità assolute elettrostatiche) e d in cm., l'intensità è data in volt/cm anzichè in gauss o in linee di forza per cm^2.

Se ora si collegano le due lastre (o piatti del condensatore) con i due poli di una sorgente di elettricità, questa cede tante cariche al condensatore quante sono necessarie per portare ogni piatto allo stesso potenziale del polo corrispondente.

La differenza di potenziale fra le due lastre è allora eguale a ciò che si

quanti elementari, ma *non* un numero intero più una frazione. Tuttavia poichè questo quanto elementare è così piccolo che nessun istrumento, per delicato che sia, riesce a misurarlo, tale affermazione non è direttamente controllabile.

---

chiama la forza elettromotrice della sorgente. (È naturale che se la differenza di potenziale applicata ai piatti sorpassa un determinato valore che dipende dalla natura e dalla densità del gas, dalla natura e dalla forma dei piatti, si stabilisce una corrente, sotto forma di scintilla (scarica esplosiva).

Nelle condizioni normali l'aria (priva di polvere) è un isolante abbastanza buono; ma se la si sottopone all'azione di raggi ultravioletti, di raggi X, di raggi catodici, di raggi emessi da corpi radioattivi, ecc., diventa conduttrice, inquantochè le sue molecole si ionizzano.

Come nell'elettrolisi, avviene allora un trasporto di cariche e si stabilisce una corrente fra i due piatti del condensatore.

Ma ciò che per il momento ci interessa è di sapere che fra questi due piatti esistono degli ioni gassosi d'ambo i segni.

Supponiamo allora che nel campo venga introdotta una goccia piccolissima (ottenuta per polverizzazione) di un liquido poco volatile (per es. olio o mercurio). Se ne può calcolare la massa (mediante una formola data da STOKES, e debitamente corretta), deducendo il raggio della goccia dalla velocità con cui cade per semplice gravità, e conoscendo la densità del liquido. (È da notarsi che sotto l'azione d'una forza costante, la goccia assume, in un mezzo di viscosità conosciuta, una velocità costante). Di conseguenza se al campo gravitazionale opponiamo il campo elettrico, quando la goccia sarà in equilibrio, potremo conoscerne anche la carica. Infatti essendo la forza risultante nulla è:

$$0 = mg - Xe$$

ove mg è il peso della goccia, X l'intensità del campo elettrico ed e la carica. Da cui

$$e = \frac{mg}{X}. \qquad (1)$$

Se in questa formola si esprime m in grammi, g in cm. X in $\frac{\text{volt}}{\text{cm} \cdot 300}$ si ha e in unità elettrostatiche assolute.

Notiamo che quando la goccia, prodotta dal polverizzatore entra nel campo elettrico, è già carica, in seguito ai processi d'attrito che accompagnano la sua formazione. Il mezzo in cui la goccia si va muovendo sotto l'azione dei campi elettrico e gravitazionale è, come fu detto, attraversato in ogni senso dagli ioni prodotti dagli appositi raggi X o ultravioletti, di modo che per captazione di uno o più di questi ioni, la goccia tende a scendere o a salire a seconda del segno degli ioni catturati.

Variando il campo si ottiene l'equilibrio nonchè la nuova carica, differenziantesi dalla precedente di una quantità perfettamente determinata (o di un

Ora la rappresentazione che noi ci possiamo fare di un ione negativo o positivo, in base a quanto fu finora esposto, è quella all'incirca della fig. 3. Gli elettroni sono rappresentati da piccoli

---

multiplo di questa), quantità che si dimostrò sempre eguale alla carica di un elettrone (o ad un suo multiplo) e cioè a $4,774 \cdot 10^{-10}$ unità elettrostatiche assolute.

(Al fine di rendere semplice e perspicua quanto possibile la trattazione precedente, si è esposto un metodo lievemente diverso da quello realmente seguito da MILLIKAN, il quale, invece di ristabilire l'equilibrio della goccia variando il campo, calcolava le variazioni che subiva la velocità della goccia nel suo spostarsi verso l'alto od il basso in seguito alla cattura di uno o più ioni. Queste variazioni di velocità furono da lui trovate costantemente eguali ad un multiplo d'una data velocità. E allora, eseguita una serie di misure, ricavato il massimo comun divisore di tutte le velocità e variazioni di velocità osservate, stabilito il fattore di proporzionalità fra tale massimo comun divisore e la carica elementare d'elettricità ceduta da un ione, MILLIKAN potè determinare quest'ultima).

Sarebbe vano sminuire l'importanza fondamentale che le lunghe e laboriose ricerche di MILLIKAN e dei suoi collaboratori hanno per la teoria elettronica, poichè attraverso a migliaia e migliaia di determinazioni esattissime esse provano luminosamente che l'elettrone esiste come un complesso a sè, libero ed indipendente, non ulteriormente divisibile e di carica assolutamente costante.

Infatti se l'elettricità non avesse una natura atomica non si potrebbero spiegare in alcun modo i bruschi cambiamenti di velocità delle gocce sotto l'azione del campo elettrostatico; l'ipotesi d'un fluido continuo è in questo caso insostenibile. Inoltre la carica che la goccia possiede quando entra nel campo e che è dovuta, come fu detto, all'attrito, è facilmente calcolabile. Orbene, essa si verificò sempre un multiplo esatto della carica d'un elettrone. Si può quindi affermare che tutte le cariche statiche sia su conduttori che su isolanti sono costituite da elettroni, le prove essendo state fatte con gocce d'olio, glicerina, mercurio, ecc., in mezzi diversissimi. Ma le gocce catturavano tanto degli ioni negativi che positivi: se il segno delle due cariche era diseguale, questa cattura si capisce, ma come spiegare l'unione di due cariche d'egual segno? Semplicemente per l'energia cinetica dello ione, che calcolata caso per caso si dimostrò precisamente eguale a quella necessaria per portare l'ione alla superficie della goccia cioè per vincere la forza di repulsione esercitata da questa sulla carica dello stesso segno, ed ove s'intende che nel calcolo fu preso per base l'elettrone. Infine facendo agire dei raggi *X* od ultravioletti direttamente sulla goccia, questa perdeva degli elettroni, cioè delle cariche negative di valore ben determinato.

Quindi, allo stato presente delle cose, in base agli inoppugnabili fatti sperimentali, dobbiamo ritenere che le deduzioni di MILLIKAN sulla reale esistenza degli elettroni sono, anche allo stato di quiete relativa, perfettamente giustificate.

cerchi, contenenti il segno + o —; un ione d'idrogeno è dato dall'unione di un atomo di *H* con un elettrone positivo; uno di cloro similmente da un atomo di cloro ed un elettrone negativo. La combinazione dell'idrogeno col cloro a formare una molecola di acido cloridrico si può rendere comprensibile, come nella fig. 3, mediante l'unione di un ione positivo con uno negativo. In questo modo però non si può capire la combinazione di due atomi d'idrogeno in una molecola di idrogeno, poichè ogni ione d'idrogeno si trova, nell'elettrolisi, sempre caricato positivamente, e due cariche positive non s'attirano, bensì si respingono.

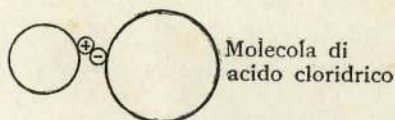
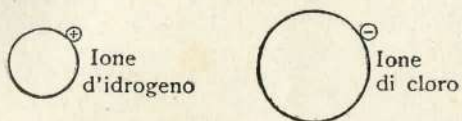



Fig. 3.

Ora, benchè con l'elettrolisi sia venuta per la prima volta alla luce la struttura atomica dell' elettricità, bisogna pur convenire che i fenomeni sono abbastanza complicati e che non si può essere assolutamente sicuri che la spiegazione data sopra, per quanto relativamente semplice, sia capace di resistere alle ulteriori riprove sperimentali.

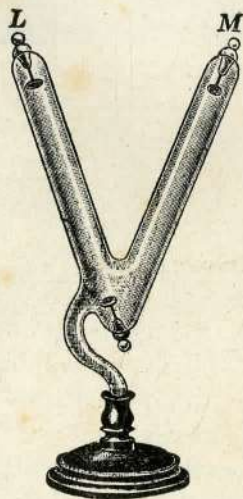
Nuove ed importanti cognizioni e con esse una convalidazione e continuazione della nostra teoria elettronica si ricavarono però dalla osservazione del passaggio dell'elettricità attraverso i gas molto rarefatti. Se in un recipiente di vetro si introducono, saldandole alle pareti, due lastrine o fili di metallo (gli elettrodi) e si fa il vuoto con una pompa pneumatica fino a che la pressione diventa 0,01 mm. o meno ancora, si verificano notoriamente, se si collegano gli elettrodi ad una sorgente d'elettricità ad alta tensione (per esempio una macchina ad influenza, un rocchetto d'induzione, ecc.) dei fenomeni interessanti e caratteristici detti *raggi catodici*.

I raggi catodici.

Infatti a questo grado di rarefazione l'interno del recipiente o tubo rimane bensì quasi assolutamente oscuro, ma il vetro del tubo diventa fluorescente, brillando di luce verde, e massimamente in quei punti che si trovano di fronte all'elettrodo negativo o catodo.

Questa fluorescenza proviene dal fatto, che dal catodo partono, come si vedrà in seguito, degli invisibili raggi rettilinei, i quali incontrando un ostacolo provocano particolari effetti; appunto nel caso nostro, la fluorescenza [1].

Fig. 4.

Che questi raggi si propaghino solo in linea retta e non contornino gli ostacoli si dimostra facilmente usando un tubo piegato a *V* come fig. 4, ove fa da catodo l'elettrodo *L* e da anodo l'elettrodo *M*: allora il ramo illuminato è il sinistro mentre il destro rimane oscuro. Invertendo i poli il fenomeno si avverte nel ramo destro mentre rimane oscuro il sinistro. Quindi i raggi catodici non seguono la piegatura del tubo per dirigersi all'anodo, ma erompono rettilineamente dal catodo in direzione sensibilmente normale alla superficie di questo.

Il comportamento dei raggi catodici si può seguire anche con un'ampolla del tipo della fig. 5. Questa contiene di fronte al catodo *A* una croce *C* di metallo (per esempio alluminio) fissata alla parete e che può anche funzionare da anodo. I raggi

[1] La fluorescenza cessa al cessare della causa che la produce. La fosforescenza continua anche per parecchio tempo dopo.

catodici partono da *A* in linea retta destando la fluorescenza verde del vetro ove questo viene direttamente colpito. Ma la lastrina metallica funzionando da schermo, trattiene (od assorbe) i raggi che cadono su di essa per cui sul fondo in *D* si vede spiccare netta l'ombra della croce, di cui disposizione e grandezza dimostrano appunto la propagazione rettilinea dei raggi catodici.

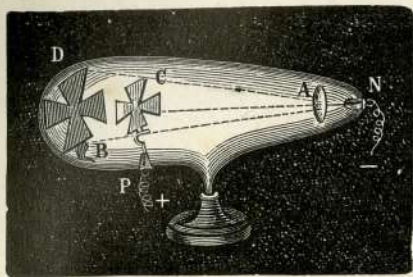



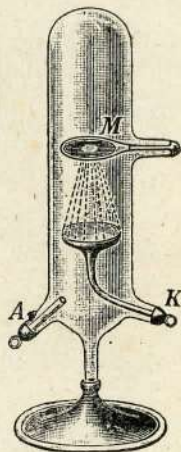
Fig. 5.

Non tutti i vetri presentano una fluorescenza verde; quelli che contengono del piombo s'illuminano in bleu, quelli contenenti didimio in rosso.

D'altra parte si comportano come il vetro un gran numero di altre sostanze, specialmente minerali, come il diamante, il rubino, il solfuro di zinco, lo spatofluore, ecc.

La propagazione dei raggi catodici non viene per nulla influenzata dalla posizione dell'anodo. Questo può trovarsi lateralmente oppure dietro al catodo e sempre i raggi partono perpendicolarmente dal catodo ed in linea retta. Se al catodo si dà una forma sferica, a guisa di specchio concavo, i raggi convergono nel centro della sfera, chiamato allora *fuoco*, dal quale poi ripartono divergendosi.

Fig. 6.

I corpi metallici non diventano fluorescenti; per contro si può facilmente mostrare mediante i metalli che i raggi catodici, colpendo un corpo lo riscaldano. Nel tubo della figura 6 si è saldato in *K* un catodo a specchio concavo il cui fuoco cade su un sottile disco di metallo *M*, fissato alla parete del tubo.

Appena viene eccitato, il centro della lamina metallica si

arroventa. Se la concentrazione dei raggi avviene sul vetro del tubo, questo si rammollisce rapidamente e, non resistendo più alla pressione esterna, si rompe.

I raggi possono anche spostare entro il tubo dei corpi presentanti poca resistenza al movimento. Nella fig. 7 si vede un leggero mulinello ad ali di mica, appoggiato ad un binario di vetro. Se, facendo funzionare il tubo, i raggi colpiscono le palette per esempio da sinistra, il mulinello gira in senso destrorso e si avvicina rotolando verso l'anodo (a destra).

Queste proprietà dei raggi catodici condussero già il fisico inglese CROOKES all'ipotesi che in tali tubi le molecole del gas

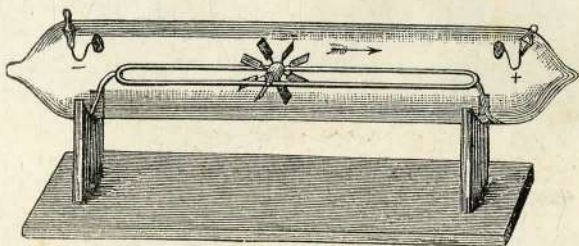



Fig. 7.

contenuto, o parti del catodo stesso, venissero proiettate via dal catodo e che per l'urto di esse contro le pareti si producesse calore, oppure una vibrazione delle particelle del vetro, manifestantesi in una luminosità fluorescente.

A questo *bombardamento molecolare* CROOKES attribuiva, oltre che la fluorescenza e l'aumento di temperatura, anche il movimento dei corpi leggeri all'interno del tubo.

Ma quale era la vera natura delle particelle proiettate dal catodo? Che queste non fossero le molecole gassose credute dal CROOKES fu in seguito dimostrato da un'altra sorprendente proprietà dei raggi catodici, che consiste nella loro deviabilità da parte di un magnete di cui attraversano il campo.

Per ripetere questa esperienza ci si può servire di un tubo di BRAUN quale è riprodotto nella fig. 8, ove K significa il ca-

todo, A l'anodo. I raggi catodici partono da K in linea retta e per ottenere un pennello sottilissimo si fanno passare in S attraverso un diaframma di vetro o di metallo forato nel centro.

Al di là vi è uno schermo P di tungstato di calcio, la quale sostanza riluce vivamente in bleu per fluorescenza, quando è colpita dai raggi catodici. Al centro di questo schermo appare quindi, eccitando il tubo, una piccola macchia circolare bleu. Se ora si porta in vicinanza del diaframma S il polo di un magnete per esempio quello nord, la macchia si sposta alquanto, cioè i raggi catodici deviano dal loro percorso rettilineo.

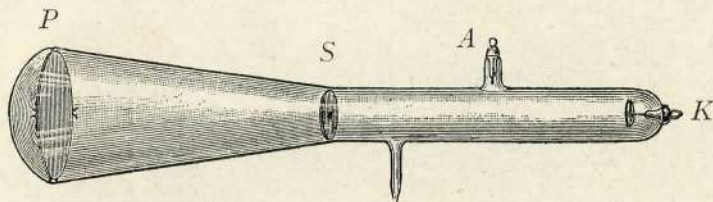



Fig. 8.

Se per esempio il polo nord del magnete si trova sopra il tubo, la macchia si sposta verso il di dietro del piano della figura, se in basso, verso il davanti; se di fianco alla figura, in alto o in basso a seconda che il magnete è davanti o dietro la figura [1].

I raggi catodici subiscono in un campo magnetico la stessa deviazione di una corrente elettrica che si dirigesse *verso il catodo*.

---

[1] Un conduttore percorso da una corrente e situato in un campo magnetico è sollecitato a muoversi parallelamente a sè stesso in una direzione determinabile mediante la *regola della mano sinistra*.

Disposti il pollice, l'indice ed il medio della mano sinistra ortogonali fra loro (come i lati uscenti dallo spigolo di un cubo) e presa come direzione positiva delle dita quella dalla mano alla punta, se si dirige l'indice nel senso delle linee di forza magnetiche (uscenti dal polo nord) il medio nel senso della corrente lungo il conduttore, allora il pollice dà la direzione del movimento. Nel nostro caso il medio va diretto *verso* il catodo poichè nei conduttori la corrente va, per convenzione, dal polo positivo verso il negativo.

Inoltre si trova che, durante la deviazione, la macchia non è più circolare, bensì di forma allungata, da cui scende che nei raggi catodici esistono particelle diverse, talune fortemente deviabili, tal'altre meno [1].

In base a questa esperienza non si può più asserire che sieno molecole gassose quelle che formano i raggi catodici, poichè le molecole gassose sono neutre e non vengono influenzate da un magnete.

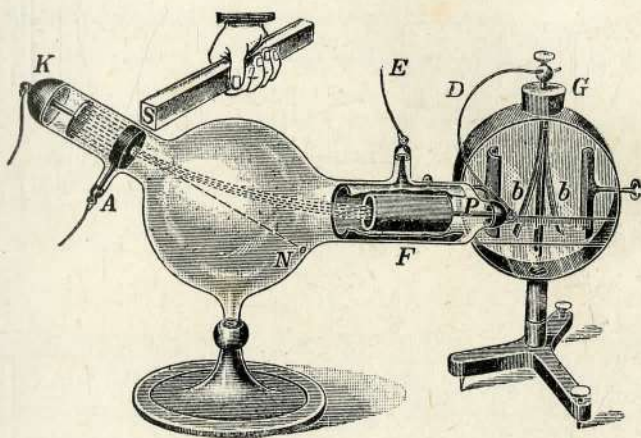



Fig. 9.

Assai più le particelle si comportano come se fossero cariche di elettricità negativa, nel quale solo caso possono deviare nel campo magnetico nel modo indicato dall'esperienza.

Ma vi è un altro mezzo, col quale si può provare direttamente che i raggi catodici portano con sè cariche negative. A questo scopo utilizziamo il tubo della fig. 9. Sia K il catodo e A l'anodo: questo, provvisto d'un piccolo foro, funziona anche da diaframma. Attraverso il foro passa un fascio di raggi che si dirigono in N; mediante il magnete S (polo sud) lo si fa divergere in modo che entri nel tubo a destra. In quest'ultimo

---

[1] La deviazione è funzione della velocità delle singole particelle.

si trova un cilindro collegato a P, protetto da un inviluppo metallico messo a terra attraverso E, cioè da una *gabbia di Faraday* (1). Un filo D unisce P col morsetto dell'elettroscopio G a foglie d'oro; appena che i raggi catodici cadono entro il cilindro, si vedono subito le foglie dell'elettroscopio divergere (2), una prova questa, ch'esse vengono elettricamente caricate. Avvicinando poi al bottone G una bacchetta di vetro strofinata con lana si riconosce che l'elettricità raccolta è negativa (3).

Resta quindi provato che i raggi catodici sono le traiettorie di particelle caricate negativamente.

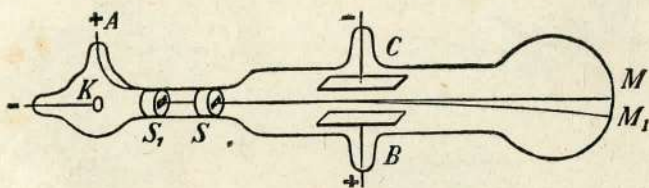



Fig. 10.

Allora si spiega anche la seguente importante esperienza, che, come vedremo, permette una misura quantitativa. Nella fig. 10 è riprodotto un tubo simile a quello di BRAUN, ma con in più due piatti metallici B e C formanti un condensatore. Si può collegare C con il polo negativo e B col positivo (o viceversa) di una sorgente d'elettricità capace di una differenza di potenziale di 100 a 200 volts (4). I raggi catodici escono da K,

(1) Per evitare qualsiasi influenza esterna. Infatti l'elettricità distribuita alla superficie dei conduttori, o fuori di essi, non esercita alcuna azione nei loro punti interni; da cui l'azione protettrice della gabbia di FARADAY che funziona da conduttore.

(2) Perchè si caricano d'elettricità di egual segno.

(3) Il vetro assume carica positiva; avvicinandolo *lentamente* a G le foglie tendono a chiudersi per la tendenza che ha la carica di segno eguale all'influenzante (vetro) di accumularsi nella parte più lontana del corpo influenzato, nel nostro caso quindi nelle foglie, ove neutralizza in parte la carica negativa esistente.

(4) S'intende che la corrente prodotta dalla sorgente dev'essere continua affinchè la direzione del campo sia sempre la stessa.

passano attraverso i due diaframmi S_1 e S_2 e producono sullo schermo fluorescente una macchia bleu, che, a condensatore scarico, cade in M. Ma appena chiuso il circuito del condensatore, si stabilisce un campo elettrico e la macchia si sposta in M_1 poichè le particelle caricate negativamente vengono attirate dall'armatura positiva B del condensatore.

I raggi catodici subiscono dunque, come si dice, una *deviazione elettrostatica.*

Ne scende che deve trattarsi proprio di particelle elettrizzate negativamente e si è tentati di credere che anche qui, come nell'elettrolisi si abbia a che fare con *ioni* cioè con atomi caricati elettricamente.

Se questo è il caso, allora la *carica specifica* (pag. 42) di queste particelle dev'essere minore od al massimo eguale a

$$96494 \frac{\text{coulomb}}{\text{grammo}},$$

e se si potesse determinarne il vero valore, si otterrebbe anche l'equivalente chimico [1] della sostanza che fa da supporto alla carica, cioè si potrebbe individuare la sostanza stessa.

Il problema consiste dunque nella determinazione della carica specifica delle particelle che con le loro traiettorie costituiscono i raggi catodici e nella determinazione della velocità che possiedono.

Per risolverlo bisogna eseguire quantitativamente le esperienze riferite, misurando la deviazione elettromagnetica e la deviazione elettrostatica dei raggi stessi. Nella deviazione elettrostatica una particella dotata di moto orizzontale, di massa sconosciuta e provvista di una carica negativa pure incognita si comporta, appena entra in un campo elettrostatico diretto dal basso all'alto, come un proiettile lanciato orizzontalmente e deviato dall'attrazione terrestre cioè dalla

---

[1] Vedi pagg. 2 e 36.

forza di gravità; in queste condizioni il proiettile descrive una parabola (1).

Dall'entità della deviazione, dalla lunghezza del condensatore e dalla intensità del suo campo si ottengono le due grandezze incognite: carica specifica e velocità delle particelle; quest'ultima compare al quadrato (2).

---

(1) Supponiamo dapprima nulla la gravità e la resistenza dell'aria: allora il proiettile una volta lanciato prosegue per inerzia nello stato di moto rettilineo ed uniforme (1ª legge della dinamica). Dalla seconda legge della dinamica scende poi che l'effetto di una forza su di un corpo è indipendente dallo stato di moto o di quiete in cui il corpo si trova. Per cui, ammessa l'attrazione terrestre, il proiettile sarà animato da due moti rettilinei: l'uno per inerzia nella direzione di lancio, l'altro uniformemente accelerato verso il basso (forza di gravità = massa × accelerazione di gravità). Il moto risultante è parabolico.

(2) La velocità colla quale la particella esce dall'ultimo diaframma sia v. Se il campo dopo il diaframma è nullo, il suo moto avviene per inerzia, cioè è uniforme, per cui la particella attraverserà il campo di lunghezza x in un tempo t dato dalla:

$$x = vt.$$

È il caso del proiettile lanciato nel vuoto e non soggetto alla legge di gravità.

Eccitato il campo elettrostatico, sappiamo già che la forza esercitata sulla particella è Xe (vedi pag. 43), la quale per la seconda legge della dinamica è eguale a

$$Xe = ma,$$

ove m è la massa della particella e a la sua accelerazione nella direzione della forza agente. Il percorso verticale sempre nel tempo t, è

$$y = \frac{a\,t^2}{z}$$

Eliminando dalle tre equazioni scritte, a e t si ha:

$$\frac{e}{m} = v^2 \cdot \frac{2y}{Xx^2},$$

ove x è la lunghezza delle armature del condensatore e y lo spostamento verticale della traiettoria nel punto ove finiscono le armature.

Questa è una prima relazione fra $\frac{e}{m}$ (carica specifica) e v. Si capisce che all'uscita del campo la traiettoria torna rettilinea, per cui con una semplice relazione geometrica, misurando la deviazione sullo schermo, si può ottenere y.

Se ora si considera la deviazione elettromagnetica, dalla curvatura dei raggi catodici e dalla intensità del campo magnetico si ricava un'altra relazione fra carica specifica e velocità.

Quindi possedendo due equazioni per due incognite, quest'ultime, cioè carica specifica e velocità delle particelle, sono conosciute senz'altro [1].

---

[1] Per un campo magnetico vale in parte quanto fu già detto pel campo elettrico; se il campo è dovuto ai poli di un elettromagnete, le linee di forza partono dal polo positivo e vanno a quello negativo.

Una massa libera m di magnetismo positivo segue tali linee di forza, che si comportano come tanti fili elastici tendenti a raccorciarsi ed a respingersi mutualmente. Ora, ogni conduttore percorso da una corrente possiede un campo magnetico che lo circonda e le cui linee di forza sono tanti cerchi concentrici posti in piani normali ad esso conduttore. Una massa magnetica positiva si muoverebbe lungo questi cerchi in senso sinistroso rispetto ad un osservatore steso lungo il conduttore ed al quale la corrente entri per i piedi ed esca per la testa. Se tale conduttore si trova in un campo magnetico, le linee di forza di questo respingeranno quelle magnetiche del conduttore dirette nello stesso senso e attireranno quelle dirette in senso opposto al loro. Per cui se il conduttore è disposto normalmente al campo è facile vedere come esso tenda a spostarsi parallelamente a se stesso secondo la regola della mano sinistra già citata (v. pag. 52). Si dimostra che la forza meccanica con la quale si sposta è

$$F = Hil$$

ove H è l'intensità del campo magnetico, i l'intensità della corrente ed l la lunghezza del conduttore. Posto quindi

$$i = \frac{e}{t},$$

ove e è la quantità di elettricità trasportata nel tempo t, si ha

$$F = He\frac{l}{t}.$$

Nel nostro caso assumiamo e eguale alla carica di una particella che nel tempo t percorra lo spazio l; $\frac{l}{t}$ ne sarà la velocità; quindi

$$F = Hev.$$

Questa forza è costantemente normale alla direzione del campo e del moto della particella, la quale descrive allora un cerchio con velocità costante,

Per quanto anzitutto riguarda la velocità dei raggi catodici, questa si dimostrò sempre grandissima, di circa 100.000 km. al secondo, cioè quasi $^1/_3$ della velocità della luce. Ma tale velocità variava di molto a seconda del grado di rarefazione del tubo e quindi anche della tensione che si doveva applicare agli elettrodi.

Con tubi a vuoto molto spinto, la velocità era grande (mentre diminuiva la deviazione elettromagnetica), con tubi poco rarefatti al contrario la velocità era piccola e la deviazione maggiore.

I valori che così si trovarono per la velocità delle particelle oscillavano fra $^1/_5$ e $^1/_3$ della velocità della luce [1].

---

come si sa dalla dinamica. Alla forza elettromagnetica (centripeta) si contrappone quella centrifuga dovuta all'inerzia della massa in moto, per cui si ha

$$Hev = \frac{mv^2}{r}$$

ove r è il raggio del cerchio descritto. Da cui la seconda relazione

$$\frac{e}{m} = \frac{v}{Hr}$$

fra la carica specifica e la velocità.

Allo stesso risultato si giunge anche per altre vie che il lettore può trovare nelle opere citate.

[1] Gli elettroni acquistano una forza viva che è eguale al lavoro fatto dalle forze elettriche sulla loro massa. Si ha

$$\frac{mv^2}{2} = eE \quad \text{e} \quad v = \sqrt{2\frac{e}{m}E}$$

ove E è la differenza di potenziale applicata agli elettrodi, e la carica, m la massa e v la velocità d'un elettrone.

L'espressione eE è un lavoro poichè si tratta di una carica e che passa da un livello elettrico ad un altro (v. pag. 45).

Con una differenza di potenziale di 160.000 volt la velocità delle particelle sarebbe di $^4/_5$ quella della luce.

Se supponessimo di avere un milligrammo di sostanza marciante alla velocità di soli 40.000 km/sec., la forza viva che tale milligrammo possiederebbe, sarebbe eguale all'energia cinetica di 20 treni diretti di 100 tonnellate ciascuno e viaggianti a 120 km. all'ora, cioè esso sarebbe capace di fermare di colpo i 20 treni marcianti di conserva.

Per contro il valore della carica specifica dei raggi catodici, rimase sempre eguale, qualunque era il tubo ed il grado di vuoto in esso raggiunto (1).

Non solo, ma mentre in base alle leggi dell'elettrolisi, si credeva di ottenere al *massimo* una carica specifica di 96494 coulomb per grammo, si constatò con sorpresa che essa era circa 1900 volte maggiore. Infatti col calcolo si ottenne il valore di 177·000·000 ($= 1{,}77 \cdot 10^8$) $\frac{\text{coulomb}}{\text{grammo}}$. Ciò indusse a pensare in un primo tempo che la carica elettrica fosse legata all'atomo di una sostanza il cui equivalente chimico era la 1900ª parte di quello dell'idrogeno, con che veniva a manifestarsi nel tubo l'esistenza di una nuova materia 1900 volte meno pesante dell'idrogeno, conosciuto come l'elemento più leggero in natura.

Gli elettroni liberi e la massa apparente.

Ma tale ipotesi non resse più quando, in seguito ad osservazioni successive, si potè stabilire che, qualunque era il gas contenuto nel tubo: aria, idrogeno, elio o ossigeno, ecc., si otteneva sempre lo stesso valore della carica specifica.

Ora, poichè non si poteva ammettere che questo nuovo elemento si combinasse sempre nella stessa proporzione con tutti i gas possibili e ch'esso solo facesse da supporto ai raggi catodici, si venne alla conclusione che i raggi non fossero altro che cariche elettriche, libere da qualsiasi massa estranea, cioè degli *elettroni negativi allo stato libero.*

Quindi gli elettroni negativi sarebbero dei corpuscoli forniti della carica elettrica elementare e di massa eguale alla

---

(1) Più il vuoto è spinto e quindi alta la tensione applicata e più i raggi sono veloci cioè *duri.* Ad ogni modo per una data tensione la velocità delle particelle non è la medesima per tutte, ciò che in parte è dovuto al diverso numero per particella delle collisioni coi ioni gassosi del tubo.

1900[a] (più precisamente 1835[a]) parte di quella dell'idrogeno; però sempre dei corpuscoli, cioè sostanze materiali, come l'idrogeno, l'elio, ecc.

Ma ulteriori considerazioni ed esperienze mostrarono che tali particelle non potevano avere alcunchè di materiale ed infatti si dimostrò ch'esse non avevano alcuna massa reale ma soltanto una *massa apparente*.

Qui è necessario, per rendere chiari i concetti, di esaminare anzitutto per quali ragioni noi siamo indotti ad attribuire ad un corpo una certa *massa* (1).

In primo luogo l'esperienza c'insegna che tutti i corpi vengono attirati dalla terra, sono cioè pesanti, del che ci accorgiamo quando per esempio vogliamo sollevare un pezzo di ferro. La massa di tutti i corpi terrestri è dunque soggetta alla legge di gravità, cioè è una *massa pesante*.

Ma se non esistesse la forza di gravità (possiamo benissimo immaginarla assente, oppure rappresentarci un corpo sulla congiungente il centro della terra col centro della luna ed a circa 350.000 km. dalla superficie terrestre, ove l'attrazione della terra è equilibrata da quella della luna) potremo noi avere ancora il senso della massa?

Certamente e per le seguenti ragioni.

Per mettere in moto un corpo inizialmente allo stato di quiete relativa, ci abbisogna una determinata forza. Lo riconosciamo facilmente osservando un cavallo tirare un carro. Ma una volta che il corpo è in moto con velocità costante, la forza necessaria per mantenervelo diventa molto minore, anzi nulla se non esistesse l'attrito.

Dunque l'imprimere un movimento (o più in generale un'accelerazione) ad un corpo richiede una forza. Viceversa se il corpo si muove già sotto l'impero di una forza e noi bruscamente interrompiamo questa (come quando per esempio il macchinista toglie la corrente ai motori di un treno elettrico in marcia

---

(1) Vedasi anche a pag. 2.

lungo un piano) il mobile non si ferma subito, bensì persegue nel suo stato di moto con la stessa velocità e per un tempo indeterminato (se non esiste attrito).

Queste proprietà di ogni corpo sono dovute alla sua massa, e si indicano come effetti dell'*inerzia*. La massa di un corpo si può allora considerare come *massa inerte* (¹).

Se si vuole conoscere la massa basta dunque misurare l'inerzia del corpo che la possiede.

Ora, noi possiamo però anche stabilire che un elettrone in moto presenta le proprietà dell'inerzia pel solo fatto di avere una carica, anche se non è legato ad alcun supporto materiale.

(¹) Supposto un corpo di *massa pesante* m che cada sotto l'azione della gravità, la forza d'attrazione terrestre (peso) sarà

$$F = m\ I$$

ove I è l'intensità del campo gravitazionale eguale alla forza agente sull'unità di massa. Ma se si considera il peso come forza acceleratrice si ha

$$F = m_1 \cdot g$$

ove g è l'accelerazione impressa e m_1 la *massa inerte*.

Si ricava

$$g = \frac{\text{massa pesante}}{\text{massa inerte}} \cdot I$$

Ora l'esperienza prova che per un'intensità I data del campo gravitazionale, g è sempre la stessa, ed indipendente dalla natura o stato del corpo; quindi $\frac{m}{m^1}$ ha sempre lo stesso valore, cioè la massa pesante è sempre rigorosamente proporzionale alla massa inerte.

Con le solite unità di misura il coefficiente di proporzionalità diventa eguale a 1 cioè si ha $m = m_1$.

Ma se m e m_1 sono proporzionali, allora un osservatore situato in un ambiente chiuso e che lasci cadere un corpo, non riescirà a distinguere se ciò è dovuto ad un campo gravitazionale o ad uno stato d'accelerazione dell'ambiente in cui si trova.

Generalizzando si può dire che per un fenomeno qualsiasi l'azione di un campo di gravitazione è equivalente a quello d'un movimento accelerato del sistema di riferimento. È il principio da cui partì EINSTEIN per rendere le forme delle leggi fisiche indipendenti da qualsiasi sistema di coordinate, ciò ch'egli fece introducendo nelle leggi suddette le grandezze caratteristiche del campo di gravitazione.

Una carica che si muove, un elettrone in movimento, costituisce una corrente elettrica. Ma dai fenomeni d'induzione scoperti da FARADAY, noi sappiamo che quando si stabilisce una corrente, cioè quando l'elettrone si mette in moto, si origina sempre, a causa del campo magnetico costituentesi nell'etere circostante, una extracorrente che si oppone alla corrente principale.

È dunque necessaria una certa forza per mettere in moto l'elettrone.

Viceversa quando si interrompe improvvisamente una corrente ha luogo una extracorrente d'apertura che tende a mantenere la corrente primaria. L'elettrone continua cioè nel moto anche quando la forza, che gli diede l'impulso, ha cessato di agire. Questi due fenomeni dovuti all'extracorrente (autoinduzione) corrispondono esattamente all'inerzia nel caso della massa. Dobbiamo allora dire che un elettrone possiede già per la sua carica la proprietà dell'inerzia, anche quando è completamente sprovvisto di massa nel senso materiale, cioè diciamo che l'elettrone possiede una *massa apparente* dovuta alle azioni magnetiche della sua carica in moto nell'etere circostante.

Si dimostra matematicamente che la massa apparente di una carica è tanto maggiore quanto minore è il volume posseduto dalla carica stessa. Se noi ci immaginiamo il volume sferico, le linee di forza magnetiche sono tanto più vicine alla carica, e quindi tanto più efficaci, quanto minore è il raggio della sfera. La massa apparente dell'elettrone è, come si ricava dal calcolo, eguale a $^2/_3$ del quadrato della sua carica (in unità elettrostatiche) divisa per il suo raggio ed il quadrato della velocità della luce, premesso che la velocità dell'elettrone non sia troppo vicina a quest'ultima [1].

---

[1] Raffiguriamoci l'elettrone come una sfera, di raggio r, alla cui superficie sia distribuita la carica e. Il lavoro speso per dare alla sfera questa carica si ritrova nell'energia elettrostatica costituita dalle linee radiali di forza elettriche che partono dalla sua superficie. Se ora l'elettrone si sposta con velo-

Ne possiamo dedurre la grandezza d'un elettrone, cioè il suo raggio.

La massa di un elettrone è la 1835ª parte della massa dell'atomo d'idrogeno e poichè quest'ultima è eguale a $1,64 \cdot 10^{-24}$ (pagina 26) la massa d'un elettrone sarà

$$= \frac{1,64}{1835} \cdot 10^{-24} = 9,0 \cdot 10^{-28} \text{ grammi.}$$

---

cità costante trascinando il suo campo elettrico, per la variazione crescente di questo, gli si formerà davanti un campo magnetico, il quale, come nella corrente di conduzione, tenderà a frenare il moto. Dietro alla sfera invece il campo elettrico diminuirà e quello magnetico opererà in senso opposto, favorendo il moto. Cioè le due azioni si compensano ed il moto sarà uniforme. Il campo magnetico distribuito in linee di forza circolari intorno all'elettrone rappresenta ciò che nelle correnti di conduzione è l'energia intrinseca della corrente, cioè è una localizzazione di energia che nel nostro caso è eguale al lavoro speso dalle forze esterne per comunicare alla sfera la velocità con cui si muove, e si trasforma di nuovo in lavoro appena che la velocità diminuisce o cessa.

Il valore di questa energia si calcola in

$$W = \frac{1}{2}\left(\frac{2\,\mu\,e^2}{3\,r\,c^2}\right) v^2 \qquad (1)$$

ove $\mu = 1$ è il coefficiente di permeabilità del vuoto, c la velocità della luce, e la carica in unità elettrostatiche assolute, r il raggio dell'elettrone, v la sua velocità.

La (1) ha la stessa forma dell'energia cinetica di un sistema materiale

$$\frac{1}{2}\, m\, v^2.$$

Dunque tutto avviene come se alla massa materiale dell'elettrone si aggiungesse una massa cinetica di origine elettromagnetica, di valore

$$m = \frac{2\,\mu\,e^2}{3\,r\,c^2},$$

ove si vede appunto che m varia in senso inverso a r, ciò che si può anche intuire pensando che questa energia supplementare proviene dal campo magnetico.

Infatti se si sostituisce alla sfera dell'elettrone, una di raggio maggiore, si sopprime il campo magnetico compreso fra le due sfere, cioè nella regione ove la sua intensità è la massima, d'onde una diminuzione della massa elettromagnetica.

Per ulteriori notizie vedansi le opere citate.

La carica d'un elettrone è, secondo quanto fu detto a pagina 44, eguale a $4{,}74 \cdot 10^{-10}$ unità elettrostatiche assolute.

Quindi il raggio di un elettrone è

$$\frac{2}{3} \cdot \frac{22{,}5 \cdot 10^{-20}}{9{,}0 \cdot 10^{-28} \cdot 9 \cdot 10^{20}} = 1{,}9 \cdot 10^{-13} \text{ cm.}$$

Il raggio dell'elettrone è dunque di $1{,}9 \cdot 10^{-13}$ cm.

A pagina 23 abbiamo visto che quello dell'atomo è dell'ordine di 10^{-8} cm. Illustriamo questo rapporto con un esempio.

Il raggio della terra è di circa 6350 chilometri. Se ci immaginiamo ingrandito un atomo d'idrogeno, tanto da occupare l'intero volume della terra, il raggio dell'elettrone sarebbe solo di 120 metri, cioè l'elettrone corrisponderebbe alla mole di una cattedrale ma non più. E come la massa di questa è trascurabile di fronte a quella della terra, così l'elettrone è infinitesimo rispetto all'atomo.

Dalle considerazioni che precedono appare soltanto come *probabile* che la massa dell'elettrone sia *solo* apparente. Potrebbe sempre darsi ch'esso possegga anche una massa reale, cioè che sia congiunto ad alcunchè di materiale.

Ma questo non è il caso, come ulteriori esperienze ci provano.

La teoria ci dice che la massa apparente dell'elettrone ha il valore costante più sopra detto solo quando la sua velocità è piccola di fronte a quella della luce, vale a dire all'incirca, come coi raggi catodici, eguale a $^1/_5 \div {}^1/_3$ quest'ultima.

Ma se la velocità dell'elettrone diventa molto grande, allora anche la sua massa apparente deve crescere, fino a diventare infinita per la velocità della luce [1].

---

[1] Il testo si riferisce ai calcoli di ABRAHAM il quale, in base alle leggi dell'elettromagnetismo, stabilì che la massa elettromagnetica doveva crescere con la velocità, fino a divenire infinita per quella della luce. Nonchè si riferisce alle esperienze di KAUFMANN il quale misurando le deviazioni elettromagne-

Ora noi sappiamo, come d'altronde si vedrà più estesamente nel capitolo seguente, che i raggi β del radio sono formati da elettroni di velocità assai maggiore di quella dei raggi catodici, ed in realtà si verificò sperimentalmente che la loro massa diventa sempre maggiore, quanto più la loro velocità s'avvicina a quella della luce. Il che si potè stabilire calcolando anche per i raggi β la *carica specifica*, cioè il rapporto della loro carica alla loro massa. Se questa cresce, la carica specifica deve diminuire con l'aumentare della velocità.

Si ottennero per esempio, nelle ricerche sulla carica specifica dell'elettrone in funzione della velocità, i seguenti valori:

velocità		carica specifica	
$1,00 \cdot 10^{10}$	cm/sec	$1,77 \cdot 18^{8}$	$\frac{\text{coulomb}}{\text{grammo}}$
$1,50 \cdot 10^{10}$	»	$1,77 \cdot 10^{8}$	»
$2,36 \cdot 10^{10}$	»	$1,31 \cdot 10^{8}$	»
$2,48 \cdot 10^{10}$	»	$1,17 \cdot 10^{8}$	»
$2,59 \cdot 10^{10}$	»	$0,97 \cdot 10^{8}$	»
$2,72 \cdot 10^{10}$	»	$0,77 \cdot 10^{8}$	»
$2,83 \cdot 10^{10}$	»	$0,63 \cdot 10^{8}$	»

Dunque coll'avvicinarsi alla velocità della luce ($3 \cdot 10^{10}$ cm/sec) fino al 94% di questa, la carica specifica diminuì di circa $^2/_3$, e la massa apparente aumentò di circa il triplo.

tiche dei raggi β trovò che la massa reale dell'elettrone così ottenuta era identica alla massa elettromagnetica di ABRAHAM.

Ma la teoria della relatività dice che ogni sistema, di qualsiasi natura sia, deve presentare una variazione della massa col variare della velocità da cui è animato. E allora secondo alcuni è possibile che non tutta la massa dell'elettrone sia elettromagnetica. La massa varierebbe secondo la formola

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2}}$$

ove m_0 è la massa dell'elettrone in riposo, m quella alla velocità v, c la velocità della luce.

Questa formola fu sperimentalmente verificata per raggi catodici rapidissimi e trovata esatta. Ciò tuttavia nulla ci direbbe, secondo altri, sull'origine della massa dell'elettrone.

Se ne deduce che l'elettrone possiede soltanto una massa apparente, e non materiale.

Si è così prodotta una prova per l'esistenza degli elettroni negativi, e poichè nell'elettrolisi noi otteniamo, da una molecola, un ione caricato positivamente ed uno negativamente, così è per lo meno certo che una molecola oltre al possedere atomi materiali contiene anche almeno elettroni negativi.

Ma come si presenta il problema per l'elettricità positiva, cioè per gli elettroni positivi?

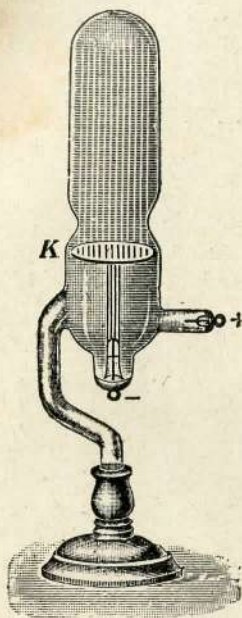



Fig. 11.

I raggi canali.

Nei tubi di CROOKES oltre ai raggi catodici negativi compaiono anche sotto l'azione della corrente ed in determinate condizioni, dei raggi caricati positivamente, detti *raggi canali*.

Se, come nella fig. 11 si costruisce un tubo con un catodo forato o munito di fenditure, e con un anodo nella sua parte inferiore, i raggi catodici procedono da *K* verso il basso cioè nello spazio in cui si trova l'elettrodo positivo e destano la florescenza verde del vetro sul fondo del tubo.

Ma dai canali praticati nel catodo si vedono uscire altri raggi che nell'aria assumono un colore rosso bruno, cioè appunto i *raggi canali*.

Che questi conducano seco delle cariche positive si riconobbe dal fatto della loro deviabilità in un campo magnetico o elettrico, la quale avveniva precisamente in direzione opposta che coi raggi catodici.

Ora, mediante la misura delle deviazioni elettromagnetiche od elettrostatiche si potè anche in questo caso, come per i raggi

negativi, rispondere alle due importanti domande: qual'era la velocità delle particelle che costituivano i raggi canali e, in secondo luogo, la loro carica specifica?

La velocità ottenuta variava, ma fu sempre minore di quella dei raggi catodici. Mentre questi raggiungevano una velocità eguale a $^1/_5 \div ^1/_3$ di quella della luce, coi raggi canali si arrivò *al massimo* ad una velocità di $2 \cdot 10^8$ cm/sec, cioè più di 100 volte minore di quella della luce.

Per quanto riguardava poi l'importante questione della loro carica specifica si verificò ch'*essa compariva assai più piccola di*

$$96494 \frac{\text{coulomb}}{\text{grammo}},$$

od al massimo eguale a questo valore, mentre coi raggi catodici era 1835 volte maggiore.

In primo luogo se ne deve dedurre (vedi pag. 42) che l'elettricità positiva nei raggi canali, non si presenta libera bensì sempre legata a comuni atomi, che cioè si tratta di *ioni* [1].

[1] Per ben comprendere come si formano questi ioni, consideriamo la figura 12 che rappresenta un comune tubo di GEISSLER (cioè un tubo con un vuoto di $1 \div 3$ mm. di Hg) quando è attraversato dalla corrente.

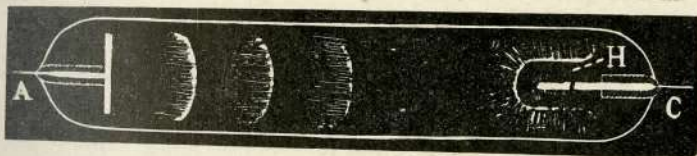



Fig. 12.

Lo strato catodico I è di solito giallo oro; dopo lo strato oscuro H (di HITTORF) si ha il secondo strato catodico o negativo. Questi tre strati (esagerati nella figura) costituiscono la luce negativa. Segue uno spazio oscuro detto di FARADAY e poi la luce positiva stratificata. Con l'aumentare del vuoto lo spazio oscuro di FARADAY aumenta, la luce positiva si ritira all'anodo ed è allora che compaiono i raggi catodici.

Tornando alla fig. 12 supponiamo che dal catodo C partano alcuni elettroni negativi; appena staccati, il catodo li respinge, comunicando loro una

Inoltre: mentre il valore della carica specifica dei raggi catodici è sempre la stessa, per qualunque gas presente nel tubo, ciò non si verifica coi raggi canali. La grandezza della carica specifica è assolutamente differente a seconda che nel tubo si trovi dell'aria, dell'idrogeno, dell'elio o dell'ossigeno, ciò che costituisce un'altra prova in favore dell'ipotesi di una elettricità positiva sempre legata ad atomi materiali.

Ora, un più profondo esame di questi raggi canali ha permesso inoltre di stabilire che qualunque sia il gas racchiuso nel tubo, esistono rapporti materiali diversi delle cariche positive diversi fra loro.

Se, eseguendo le esperienze sulle deviazioni, non si sottopongono i raggi una volta al campo magnetico, un'altra a quello elettrico, bensì ai due campi contemporaneamente, in modo che le deviazioni avvengano in due direzioni ortogonali fra loro, e si fa agire il raggio canale su una lastra fotografica posta entro il tubo, si ottiene un'immagine obliqua rispetto alle due direzioni suddette dalla cui posizione si può mediante misure, determinare tanto la deviazione elettromagnetica che l'elettrostatica e quindi immediatamente la carica specifica e la velocità delle particelle dei raggi canali.

Poichè le velocità delle diverse particelle dei raggi canali

---

certa velocità, tanto maggiore quanto più grandi sono le forze elettriche in gioco. Passando attraverso il gas rarefatto questi elettroni incontrano le molecole gassose e le scindono nelle loro parti costituitive. Come tali si possono considerare l'ione positivo e l'elettrone negativo; d'altra parte anche l'elettrone negativo può trovarsi unito a materia e formare un ione negativo. Il gas cioè si *ionizza* e massimamente negli strati luminosi. Gli ioni positivi liberati nel 2° strato negativo si precipitano sul catodo e formano intorno ad esso, per urto con altri elettroni, il 1° strato negativo. Se il catodo è forato gli ioni positivi passano al di là e se hanno velocità sufficiente formano i raggi canali. Il 1° strato negativo del tubo GEISSLER corrisponde quindi ai raggi canali per un vuoto più spinto. Gli ioni negativi (o elettroni) traversano lo spazio oscuro di FARADAY e ionizzano, per l'acquistata velocità, nel 1° strato positivo. Il fenomeno si ripete e si hanno i successivi strati di luce positiva, la quale può diventare una colonna ininterrotta se la depressione del tubo è sufficiente, cioè grande la velocità degli elettroni. Con l'aumentare del vuoto la luce positiva finisce per ritirarsi all'anodo A e quasi scomparire, mentre prendono origine i raggi catodici.

non sono tutte eguali, si ottiene, nel caso di un sottile pennello di raggi positivi, non un cerchio spostato, bensì una curva, e precisamente una *parabola*.

La fig. 13 mostra un dispositivo di J. J. THOMSON ed ASTON per queste ricerche, consistente in un tubo di vetro G provvisto in A di un anodo fissato al vetro, ed in K di un catodo costituito da un cilindro metallico lungo l'asse del quale esiste un sottile canale. La parte anteriore di K è in alluminio, con la punta arrotondata, la posteriore in ferro dolce (per proteggere i raggi dalle azioni magnetiche mentre attraversano

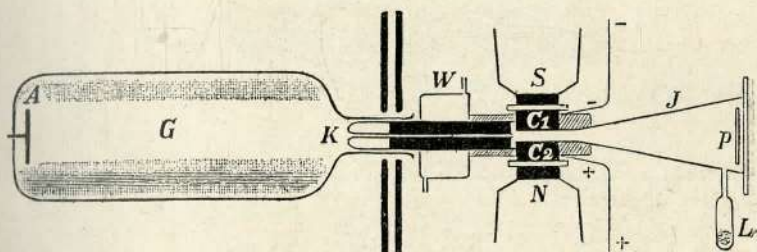



Fig. 13.

il tubo). Il canale termina in un secondo tubo a forma di imbuto J che porta in P la lastra fotografica. Dell'acqua corrente attraverso il serbatoio W protegge i punti di giunzione dei tubi dal riscaldamento. Sulle particelle che attraversano il canale agisce un elettromagnete SN ai cui nuclei fanno seguito, debitamente isolati, i due pezzi di ferro dolce C_1 e C_2 collegati ai poli positivo e negativo di una batteria d'accumulatori e che servono a produrre il campo elettrico. A causa della forza elettrica fra C_2 e C_1 i raggi canali vengono deviati verso l'alto (verso il piatto negativo) e a causa della forza magnetica fra N e S, verso il davanti della figura.

Quindi, quando ad un *certo* atomo o molecola è legata una *determinata* carica positiva, si vedrà sullo schermo o lastra fotografica P una parabola uscente dal centro e dirigersi verso l'alto ed il davanti della fig. 13. Se invece nei raggi canali esi-

stono *più* masse diverse caricate positivamente, come realmente avviene, allora sulla lastra si ottengono *più* parabole distinte fra loro [1].

---

[1] Riprendiamo le equazioni dimostrative delle note a pag. 56 e 58:

$$\frac{e}{m} = v^2 \frac{2\,y}{X\,x^2} \tag{1}$$

$$\frac{e}{m} = \frac{v}{Hr} \tag{2}$$

La prima si può mettere sotto la forma

$$y = \text{deviazione elettrostatica} = \frac{x^2}{2} \cdot \frac{Xe}{mv^2} = K \frac{Xe}{mv^2}$$

ove K rappresenta una costante $\left(\text{tale essendo precisamente } \frac{x^2}{2}\right)$.

Se si misura la deviazione sullo schermo, questa, che chiameremo y' sarà proporzionale ad y, poichè il raggio abbandona il condensatore seguendo una retta. In definitiva si avrà

$$y' = K' \frac{Xe}{mv^2} \tag{1'}$$

ove K' dipende solo dalle dimensioni dell'apparecchio.

Analogamente l'equazione (2) si può scrivere

$$\frac{1}{r} = \frac{He}{mv} \tag{3}$$

ma r è il raggio dell'arco circolare descritto dalle particelle passando pel campo magnetico. È facile vedere come la deviazione, che indicheremo con z', del raggio canale misurata sullo schermo è inversamente proporzionale ad r, sempre tenendo presente che le particelle abbandonano il campo magnetico seguendo una retta.

Quindi la (3) si può scrivere

$$z' = K'' \frac{He}{mv} \tag{4}$$

Questa deviazione è ortogonale alla prima, come nel caso dei raggi catodici.
Combinando la (1') con la (4) si ha

$$\frac{z'}{y'} = \frac{K''}{K'} \cdot \frac{H}{X} v \tag{5}$$

$$\frac{z'^2}{y'} = \frac{K''^2}{K'} \cdot \frac{H^2}{X} \cdot \frac{e}{m}, \tag{6}$$

La fig. 14 è una fotografia presa nell'idrogeno, e che presenta diverse parabole; la fig. 15 una fotografia con molte parabole dovute ad un miscuglio di gas.

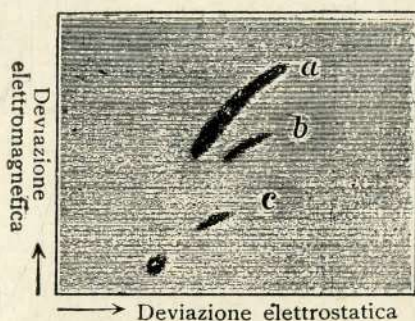



Fig. 14.

Ora, quale che sia il gas chiuso nel tubo, si trovano sempre supporti diversi dell'elettricità positiva.

Fig. 15.

Nell'idrogeno per esempio, si riscontra l'atomo caricato positivamente H^+ ed anche molecole positive H_2^+. La parabola *a* della fig. 14 è dovuta agli ioni H^+, la parabola *b* agli ioni

---

ove si vede che $z' : y'$ è proporzionale alla velocità v delle particelle (e quindi serve alla misura di questa) e $z'^2 : y'$ è proporzionale alla carica specifica $\frac{e}{m}$, che è allora ricavabile in base a semplici misure geometriche sullo schermo o lastra fotografica.

H_2^+. Ma si riscontrano anche combinazioni triplici dell'idrogeno di carica risultante positiva, quindi ioni del tipo H_3^+. Inoltre le fotografie hanno rivelata la presenza di raggi ca-

---

Supposti invariabili i due campi, per una serie di particelle di *medesima* carica specifica $\frac{e}{m}$ e di velocità qualsiasi la (6) diventa

$$\frac{z'^2}{y'} = \text{cost.} \tag{7}$$

che è l'equazione d'una parabola. Dunque se la carica specifica è costante, le particelle che la possiedono si distribuiscono su una parabola. Variando la carica specifica cambia la costante della (7) e le particelle si troveranno su un'altra parabola.

Ora la (5) ci dice in qual punto della parabola va a cadere la particella che possiede la velocità v e viceversa misurando y' e z' sullo schermo si ricava la velocità della particella. La velocità massima di questa è data dalla relazione già incontrata parlando dei raggi catodici

$$\frac{1}{2} mv^2 = Ve \tag{8}$$

ove V è la differenza di potenziale applicata agli elettrodi del tubo e $\frac{1}{2} mv^2$ l'energia cinetica della particella, di carica e. Ma gli ioni che si formano, per esempio, vicino al catodo, devono forzatamente avere velocità minore perchè usufruiscono d'una minor caduta di potenziale. Quindi le particelle avranno tutta una serie di velocità a seconda del punto fra gli elettrodi nel quale hanno avuta origine.

Fig. 16.

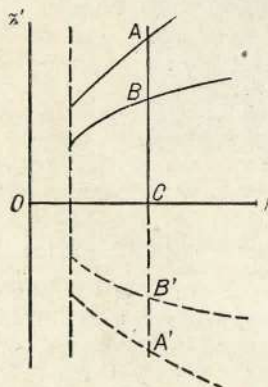
Combinando la (8) con la (1') si ha

$$y'_{min} = K' \frac{X}{V_{mass}} \tag{9}$$

ove, se V_{mass} è la differenza di potenziale massima usufruita, y' sarà la deviazione elettrostatica minima possibile per le particelle di tutte le parabole.

Ne segue che tirando una retta parallela all'asse z' della fig. 16 ed a una distanza (ascissa) eguale a y'_{min}, le parabole devono terminare tutte su questa retta.

In pratica alcune particelle fanno eccezione a questa regola.

Se poi si considera la (6) e si ritiene costante ed eguale a e la carica di due particelle di massa m_1 e m_2 si vede che esse masse, per y' = costante cioè per

nali caricati negativamente e che diventano tali solo quando hanno oltrepassato il catodo [1].

Per esempio si riscontrarono degli atomi d'idrogeno negativi $= H^-$. Parimenti si resero manifesti atomi d'ossigeno positivi e negativi cioè O^+ e O^-; poi atomi di carbonio C^+ e C^- (la parabola *c* nella fig. 14 è dovuta a C^+), ed altri di carica doppia C^{++}, non solo ma anche molecole di carbonio positive e negative C_2^+ e C_2^-, ecc. ecc.

I raggi canali dànno un mezzo per studiare le diverse combinazioni degli atomi d'elettricità con gli atomi e le mo-

---

una parallela all'asse delle z', sono inversamente proporzionali al quadrato delle ordinate z'.

Per cui si può scrivere

$$\frac{z_1'^2}{z^2_2} = \frac{m_2}{m_1}$$

ovvero conosciuta la massa m_1 si può ricavare la m_2.

Dalla figura 16, supponendo che le parabole per A e B sieno quelle delle particelle di massa m_1 risp. m_2, si ha (per e eguale):

$$m_2 = \frac{\overline{AC}^2}{\overline{CB}^2} \cdot m_1.$$

Con due misure di lunghezze si ha la massa di una particella quando si conosce la massa di un'altra (per esempio d'H) e la sua parabola.

Siccome poi l'asse y' è immaginario e non esiste sulla fotografia, si inverte il campo magnetico e si ottengono le parabole corrispondenti nel quadrante inferiore come è indicato in punteggiato nella fig. 16. Si capisce che allora invece di misurare AC si misura $AA' = 2 \cdot AC$ e si procede analogamente.

Vedasi per esempio la fig. 15 in cui l'asse y' (elettrico) è verticale e passa pel centro nero, e l'asse z' (magnetico) è orizzontale, cioè normale al primo.

Dalle formole (1') e (4) risulta anche che a pari carica, le particelle o ioni più leggeri (minor massa) si trovano sulle parabole più deviate.

[1] Le parabole negative compaiono logicamente nel quadrante *opposto* a quelle positive. Durante il passaggio nel canale, e naturalmente prima di arrivare ai campi devianti, avviene una ionizzazione per cui talune particelle si appropriano delle cariche negative, che o le neutralizzano o le caricano addirittura negativamente.

Le particelle che si neutralizzano finiscono nella macchia centrale della fotografia perchè non deviate dai campi magnetico ed elettrico; quelle che si caricano negativamente cadono nel quadrante opposto; le parabole corrispondenti sono tuttavia meno intense e sono di solito quelle di atomi di elementi elettronegativi quali il carbone, l'ossigeno, il cloro, ecc.

lecole dei corpi materiali, sono quindi utilissimi per l'analisi chimica dei gas.

In questi ultimi anni poi, questo genere di spettroscopia ha fatto grandi progressi specialmente per opera del fisico inglese F. W. Aston.

Per far risaltare veramente ben distinte fra loro le traccie, sullo schermo, dei diversi supporti delle cariche positive, anche con masse di tali supporti poco diverse fra loro, bisognava che il pennello di raggi canali raggiungente lo schermo

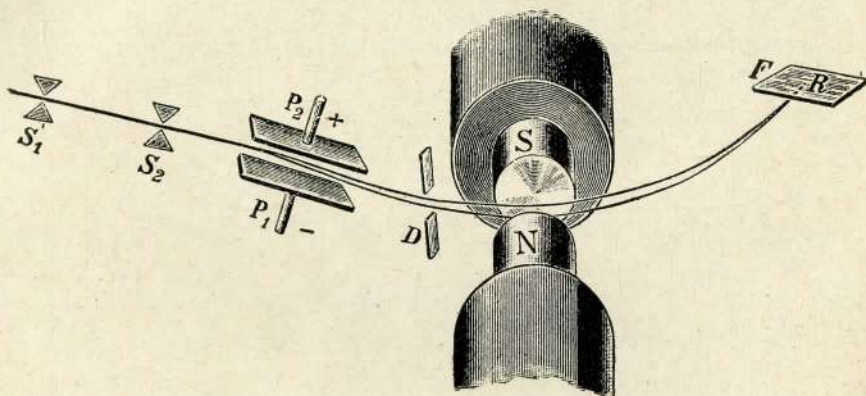



Fig. 17.

fosse molto sottile cioè che il canale fosse assai stretto. Ma allora l'intensità dei raggi deviati sarebbe diventata molto piccola se non si poneva cura a concentrare i raggi d'egual supporto, ma di velocità diversa, in un sol punto.

Aston vi riuscì con un apparecchio detto *spettrografo di massa*, ed il cui schema è presentato nella fig. 17. I raggi canali passano, attraverso due strette fenditure S_1 e S_2, in un condensatore obliquo P_1 P_2, la cui lastra inferiore è caricata negativamente.

Consideriamo ora una serie di raggi canali che possiedono lo stesso supporto, meglio: *la stessa carica specifica* ma *velocità differente*.

Nell'attraversare il condensatore, i raggi più rapidi vengono meno deviati di quelli più lenti, per cui si forma un fascio, limitato in seguito da un diaframma D. Questi raggi di diversa velocità, trovano, proseguendo, un campo magnetico formato da due poli, l'uno nord nel piano del foglio (fig. 17), l'altro sud, dietro il disegno. (La direzione del campo è quindi normale a quello elettrostatico). I raggi subiscono allora una nuova deviazione verso l'alto, cioè in senso opposto alla prima; quelli più lenti vengono deviati di molto, quelli più rapidi meno: i primi seguiranno un arco di cerchio di raggio minore, i secondi, di raggio maggiore, con che si riesce a concentrare i raggi canali di *egual carica specifica* in un sol punto R.

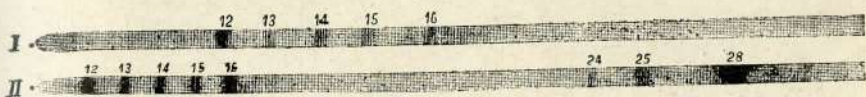



Fig. 18.

Sulla lastra fotografica F si riuniscono quindi in punti *diversi*, come si vede in fig. 18, tutti i raggi le cui particelle hanno *carica specifica diversa*. Usando ora come riferimenti le traccie sullo schermo di supporti noti, si può determinare la carica specifica risp. la massa, dei supporti corrispondenti ad ogni punto dello schermo.

Nella fig. 18 I è riprodotto uno spettrogramma, come venne ottenuto da Aston, allorchè introdusse nel tubo dell'ossido di carbonio (essendo tuttavia presente dell'idrogeno e degli idrocarburi).

In questo spettrogramma si riscontrano una serie di 5 punti, corrispondenti ai supporti C, CH, CH_2, CH_3, e CH_4 di peso molecolare 12, 13, 14, 15, 16. Nella fig. 11, presa sotto un'altra intensità del campo magnetico, queste cinque traccie sono più avvicinate, mentre a destra vi sono altri punti, corrispondenti alle masse 24 a 28, ove la traccia 28 proviene dal CO e le altre da combinazioni dell'idrogeno.

Questo metodo ha assunto grande importanza poichè

ha reso possibile di determinare esattamente se una serie di elementi è costituita proprio da elementi o da composti, una questione sulla quale si tornerà nel capitolo che segue.

Dal nostro punto di vista, queste considerazioni sui raggi positivi ci hanno condotto a stabilire in primo luogo che: non furono mai trovati elettroni positivi liberi, come nemmeno lo furono mai, è da aggiungersi, con altri sistemi di analisi. Quindi il risultato di tutte le ricerche finora eseguite è questo: mentre la elettricità negativa può manifestarsi libera, ciò non avviene con l'elettricità positiva.

L'elettricità positiva è sempre ed universalmente legata agli atomi delle sostanze comuni.

In secondo luogo noi abbiamo potuto stabilire che le combinazioni degli atomi fra di loro a formare molecole e con l'elettricità a costituire ioni, sono molteplici.

Esistono infatti atomi della stessa specie, caricati positivamente o negativamente; atomi con più cariche positive o negative; nonchè molecole neutre, positive o negative con una o più cariche, per cui un'eventuale elaborazione di una teoria atomica generale dovrà tener conto di tutti questi differenti comportamenti presentati dagli atomi.

CAPITOLO III.

La disintegrazione atomica degli elementi radioattivi. La teoria nucleare dell'atomo

L'uranio, il radio, il torio e l'attinio quali sostanze radioattive.

Dal tempo in cui, sulla fine del secolo scorso, dapprima BECQUEREL [1], ed in seguito i coniugi CURIE, scoprirono che alcuni elementi chimici possedevano delle proprietà radioattive, cioè emanavano in modo continuo delle radiazioni specialissime, la scienza stabilì tutta una serie di proprietà particolari di questi raggi e degli elementi che li emettono, proprietà che acquistarono una grande importanza per le teorie atomiche.

La prima sostanza radioattiva, riconosciuta come tale da BECQUEREL fu l'*uranio*, che, sia allo stato metallico, sia in tutte le sue combinazioni chimiche, possiede le proprietà: di impressionare (annerire) le lastre fotografiche, anche se involte in carta nera, di eccitare la fluorescenza di diversi corpi, ed infine di ionizzare, cioè rendere conduttori, l'aria ed altri gas, sì che corpi

[1] Nel 1896 H. BECQUEREL, sospettando che la emissione dei raggi X, allora allora scoperti da RÖNTGEN, derivasse direttamente dalla fluorescenza del vetro della regione anticatodica di un tubo focus, volle verificare se dei corpi fluorescenti per eccitazione della luce solare, non presentassero per caso la stessa proprietà. Sperimentando con dei sali d'uranio, egli trovò che una lastra fotografica avvolta in carta nera veniva impressionata non solo durante il tempo d'eccitazione ma anche molto tempo dopo la permanenza dei sali d'uranio al riparo della luce. In seguito, ulteriori esperienze dimostrarono che il fenomeno non era dovuto nè all'illuminazione solare, nè alla fluorescenza, bensì ad una proprietà nuova e sconosciuta inerente all'atomo d'uranio stesso.

caricati elettricamente e portati in vicinanza di un composto d'uranio, non mantengono la loro carica ma la perdono attraverso l'aeriforme.

Tutte queste azioni sono dovute a dei raggi singolari che l'uranio emette, ed in ragione dei quali esso venne chiamato elemento *radioattivo*.

D'altra parte, siccome, come fu detto, queste stesse proprietà sono presentate non solo dall'uranio metallico ma anche da tutti i suoi composti, bisogna concludere che la radioattività dipenda unicamente dall'atomo d'uranio, cioè sia una *proprietà atomica* di questo elemento.

Si ottengono i medesimi effetti, ma molto più intensi col *radio*, una sostanza che la signora CURIE riuscì a separare, come si sa, in quantità piccolissime dalla *pechblenda di Joachimstahl* (contenente uranio) (1).

Anche il radio presenta una radioattività tanto allo stato di metallo, che allo stato combinato; dei suoi sali si preparano e sono usati più comunemente il cloruro, il bromuro ed il nitrato di radio. Tutti sono radioattivi, per cui tale proprietà è, pure in questo caso, da attribuirsi all'atomo. Il peso atomico del radio fu trovato eguale a 226 (2) dalla signora CURIE. Esso è quindi uno dei più alti, ma inferiore a quello dell'uranio eguale a 238,2 (3).

Altre sostanze ancora si dimostrarono radioattive, come il *torio* (4) di peso atomico 232,12 e infine l'*attinio*, che venne estratto in piccole quantità pure dalla pechblenda ed il cui peso atomico non si potè ancora determinare con esattezza. Esso è ad ogni modo molto alto, e lo si valuta all'incirca eguale a 226 (5).

---

(1) La *pechblenda di Joachimstahl*, è il minerale più ricco di radio che sia tecnicamente lavorabile; tuttavia ne occorrono circa 7000 kg. per ottenere 1 grammo di radio, supposta una lavorazione senza perdita.

(2) Secondo HÖNIGSCHMID più esattamente 225,97.

(3) Si tratta del capostipite della famiglia dell'uranio, o uranio *I*.

(4) Scoperto nel 1898 da SCHMIDT e CURIE.

(5) L'attinio non si potè finora ottenere allo stato chimicamente puro, poichè per la sua vita media molto breve (29 anni circa) esiste solo in quantità

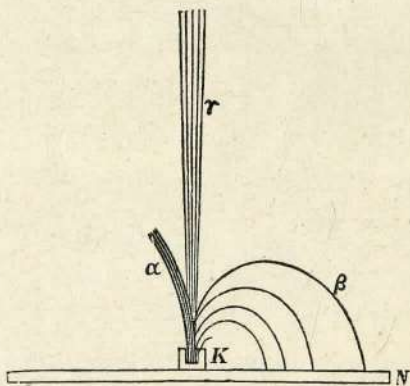
Dunque gli elementi che emettono radiazioni radioattive, si trovano fra quelli che hanno il peso atomico più elevato. Ora, un esame più approfondito di queste radiazioni ha dimostrato che esse non sono omogenee, bensì si compongono di tre specie di raggi diversi fra loro.

I raggi α, β e γ.

Sottoposti ad un campo magnetico, questi raggi si selezionano: se per esempio come nella fig. 19, si ha in *K* una piccola quantità di sale di radio, e si porta un forte magnete col suo polo nord davanti al recipiente che lo contiene (1), allora una parte dei raggi emessi viene deviata dalla sua direzione rettilinea, mentre i rimanenti non subiscono influenza alcuna.

Fig. 19.

Fra i raggi deviati, ve ne sono di quelli che si piegano fortemente verso destra. Questi sono indicati come *raggi beta* (β); un'altra parte devia debolmente a sinistra e sono i *raggi alfa* (α); la terza parte infine conserva invariata la sua direzione primitiva: i raggi *gamma* (γ). Di questi ultimi, che si comportano come i raggi Röntgen, si riparlerà nel capitolo seguente; per il momento ricorderemo

---

minima. Fu ottenuto dalla pechblenda da DEBIERNE e GIESEL (1899-1900) e si può individuare solo in base alle sue proprietà radioattive.

(1) Cioè il polo nord si trova sul davanti della figura ed agisce normalmente a questa.

Il sale di radio è posto entro un recipiente di piombo per cui i suoi raggi sono diretti soltanto verso l'alto.

soltanto ch'essi sono d'ordinario i più penetranti, poichè sono i soli che possono attraversare spessi strati di sostanze solide, liquide o aeriformi; .e quindi se la sostanza radioattiva, come è il caso normale, si trova chiusa in un recipiente, sono gli unici che passano attraverso le pareti manifestandosi all'esterno [1]. Così le applicazioni terapeutiche del radio si basano quasi esclusivamente sui raggi γ [2].

I raggi α e β vengono deviati da un magnete: dunque, in base alle nostre precedenti considerazioni, devono essere costituiti da particelle caricate elettricamente, Dalla direzione della deviazione si riconosce che i raggi α sono caricati positivamente e quelli β negativamente. La domanda più importante che ci si può porre a questo punto è anche qui, come nel caso dei raggi catodici e canali: quale è la natura di tali particelle?

Tanto a questa domanda quanto a quella della velocità delle particelle si potè rispondere esattamente come per i raggi canali e catodici, misurando la deviazione elettromagnetica e la deviazione elettrostatica dei raggi. Il metodo è quello indicato più sopra (vedi pag. 70) e fornisce senz'altro la *velocità* e la *carica specifica* delle particelle α e β.

In quanto ai raggi β, queste misure dimostrarono che la loro carica specifica è all'incirca eguale a $1,7 \cdot 10^8 \frac{\text{coulomb}}{\text{grammo}}$ cioè *eguale a quella trovata per i raggi catodici.*

Di conseguenza, come con questi ultimi, dobbiamo concludere che anche i raggi β sono dovuti ad *elettroni negativi.*

---

[1] Con grossolana approssimazione si può dire che i raggi β sono cento volte più penetranti dei raggi α e da 10 a 100 volte meno dei raggi γ. Per es., per assorbire della metà i raggi α, β e γ del deposito attivo del torio, necessitano risp. 0,003; 0,2 e 15,0 cm. di carta.

[2] I raggi γ differiscono dai raggi *X* perchè in generale di onda più corta e quindi di potere penetrante maggiore. I raggi γ più duri che si conoscano hanno una lunghezza d'onda (vedi pagg. 134 e 179) di $5 \cdot 10^{-11}$ cm. Per ottenere la stessa lunghezza d'onda coi raggi *X* occorrerebbe una differenza di potenziale agli estremi del tubo di scarica dell'ordine di un milione di volt.

La velocità dei raggi β si dimostra tuttavia differente a seconda delle diverse sostanze radioattive ed in parte assai maggiore di quella dei raggi catodici [1].

In alcuni casi la velocità si avvicina a quella della luce. Come allora la carica specifica diminuisca, convalidando l'ipotesi che la *massa* degli elettroni negativi sia solo *apparente*, fu già da noi visto a pag. 64 e seg.

Di particolare interesse si presentava la ricerca della natura dei raggi α, di carica positiva. Tali raggi trasportano quasi il 90% dell'energia radiante totale emessa da una sostanza radioattiva; quindi la cessione massima d'energia avviene a mezzo loro. D'altra parte però i raggi α vengono assorbiti da strati o fogli pur sottilissimi di sostanza estranea. Per esempio essi non passano già più attraverso un foglio di carta sottile, od uno schermo d'alluminio di 0,06 mm. di spessore. Nell'aria essi superano una distanza di alcuni centimetri ($3 \div 7$) a seconda della loro velocità; dopo di che cessano bruscamente.

Questa distanza fu chiamata il *percorso* dei raggi α. In realtà è assai sorprendente ed a tutta prima inspiegabile tale improvvisa cessazione della traiettoria dopo alcuni centimetri: fino alla fine i raggi ionizzano i gas ed impressionano le lastre

---

In quanto alle azioni fisiologiche delle sostanze radioattive, dobbiamo rimandare per maggiori particolari ai trattati di radiologia medica. Queste azioni si manifestano utilissime specialmente nei cancri, nelle malattie della pelle, in quelle del ricambio, ecc. purchè razionalmente usate. In caso contrario esse possono diventare nocive ed anche letali. Non vanno quindi neppure trascurate le protezioni in laboratorio, qualora si dovessero manipolare dei prodotti radioattivi molto forti (guanti di gomma, ecc.).

Oltre alle azioni fisiologiche, nonchè alle proprietà già ricordate di impressionare le lastre fotografiche, di ionizzare e di eccitare la luminescenza, ricordiamo le rimanenti azioni delle sostanze radioattive, e cioè lo sviluppo di calore (vedi pag. 97), le azioni chimiche, specie sulle soluzioni colloidali, le azioni meccaniche (orologio al radio, ecc.), ed infine la disintegrazione atomica mediante i raggi α (vedi il Cap. VI.).

[1] Inoltre il fascio dei raggi β partenti da un dato elemento radioattivo non è omogeneo; come anche è indicato nella fig. 19, esistono raggi più o meno deviati ciò che dipende dalla diversa velocità degli elettroni.

Quest'ultima varia, per lo stesso fascio, fra 100.000 e 300.000 km. circa al secondo.

fotografiche, senza dimostrare diminuizione alcuna di queste loro proprietà; dopo, più nulla, nè la ragione della scomparsa dei raggi non è imputabile ad un indebolimento progressivo dovuto ad assorbimento, le traiettorie cessando appunto di colpo [1].

Natura delle particelle α.

Per riuscire a conoscere la natura delle particelle α, bisogna determinarne la *carica specifica*. Mediante gli stessi esperimenti che permettono di stabilire questa, si ottiene anche

---

[1] Il percorso di 7 cm. si riferisce al radio C', alla pressione atmosferica ed a 15° C.

La radiazione del torio C' arriva a 8,6 cm.; d'altra parte RUTHERFORD e WOOD trovarono recentemente col torio C delle particelle il cui percorso era di 11,3 cm. d'aria, particelle che però sembrano attribuibili ad un prodotto secondario di disintegrazione del ThC, e sul quale non si sa ancora nulla di preciso.

In quanto al potere ionizzante delle particelle α si può dire ch'esso *cresce* con la distanza dalla sorgente dei raggi secondo la formola

$$I^3 = \frac{k'}{a_0 - x} \qquad (1)$$

ove k' è una costante, a_0 il percorso e x la distanza in cm. dalla sorgente, alla quale si vuole determinare I.

La formola vale pel ramo ascendente della curva, e cioè fin quasi all'estremo del percorso delle particelle α; poco prima dell'estremo, la curva cade rapidamente ed ogni potere ionizzante è estinto. Supposto che la ionizzazione prodotta sia proporzionale all'energia assorbita è chiaro che la velocità delle particelle decrescerà lungo il loro percorso.

Infatti vale la relazione

$$v^3 = 0{,}143\ (a_0 - x) \qquad (2)$$

ove v si ottiene in parti della velocità iniziale presa eguale a 1.

Combinando la (1) con la (2) si ottiene

$$Iv = \text{costante}.$$

Questa interessante relazione dice che l'ammontare della ionizzazione prodotta in un atomo da una particella α è proporzionale al tempo da essa impiegato per attraversare l'atomo.

il valore della loro *velocità* che si manifesta alquanto maggiore di quella dei raggi canali [1].

La misura diretta della carica specifica fornì il valore di $48200 \frac{\text{coulomb}}{\text{grammo}}$, cioè dello stesso ordine di grandezza di quella posseduta dagli ioni nell'elettrolisi.

Sicuramente quindi le cariche positive sono qui unite a della materia, proprio come nell'elettrolisi e nei raggi canali. Poichè la carica specifica nell'elettrolisi è eguale a 96494 diviso per il peso di combinazione (od equivalente chimico) (vedi pag. 42), ne consegue che la sostanza sconosciuta dovrebbe presentare un equivalente chimico eguale a 2 (circa). Noi però non conosciamo nessun atomo che possieda un tale peso equivalente.

In questo caso poi l'atomo dovrebbe possedere un solo *quanto* elementare di elettricità (vedi pag. 43) cioè una sola carica positiva elementare, un'ipotesi che in seguito si mostrò del tutto erronea. Fu il noto fisico inglese RUTHERFORD, che tanto collaborò alla conoscenza ed interpretazione dei fenomeni radioattivi, a dimostrare mediante un elegante metodo, come ogni particella α porti con sè non una ma ben 2 cariche elementari positive, ciò che elevava a 4 il peso di combinazione della sostanza delle particelle. Ora noi conosciamo appunto

---

[1] A seconda della differenza di potenziale applicata al tubo di scarica. La velocità iniziale delle particelle α varia per le diverse sostanze radioattive, da 14.000 a 20.000 km./sec.

Se ora, per fissare le idee, vogliamo vedere quale differenza di potenziale dobbiamo applicare ad un tubo di scarica per far assumere ai *raggi canali* questa velocità di 20.000 km./sec., supposto il tubo riempito d'*idrogeno*, ed usando la formola già esposta a pag. 55, che vale pure per i *raggi canali*, si ottiene

$$V = \frac{mv^2}{2 \cdot 10^8} \cdot \frac{1}{e} = \frac{v^2}{2} \cdot \frac{m}{e} \cdot \frac{1}{10^8} = \frac{4 \cdot 10^{18}}{2 \cdot 10^8} \cdot \frac{1}{9649{,}4} = 2 \cdot 10^6 \text{ circa}$$

cioè 2 milioni di volt.

Ma la carica specifica delle particelle α è la metà di quella del ione di idrogeno, possedendo esse una carica $= 2e$ ed una massa $= 4$, per cui per imprimere loro la velocità suddetta di 20.000 km./sec. sarebbe necessaria una tensione di 4 milioni di volt.

un elemento, l'elio, di peso equivalente (e peso atomico) eguale a 4. Ne scende l'importante conclusione che *le particelle non sono altro che atomi di elio, provviste di due cariche elementari positive* (1).

---

(1) I raggi α incontrando corpi fosforescenti o fluorescenti, li rendono luminosi, come fu osservato da CROOKES; REGENER utilizzò il fenomeno per contare le particelle α colpenti uno schermo di solfuro di zinco (fosforescente) in un apparecchio (spinteroscopio) appunto ideato da CROOKES. Arrivando sullo schermo, ogni particella α produce una specie di scintillamento e se questi scintillamenti non sono troppo numerosi si possono contare agevolmente. Se nello stesso tempo si misura mediante un elettrometro la carica totale delle particelle, si arriva all'interessante risultato di poter misurare direttamente il valore della carica trasportata da ogni singola particella. Questa carica fu trovata in tal modo eguale a 2, essendosi preso $e = m = \frac{e}{m} = 1$ per l'H. E siccome per le particelle α si ottenne $\frac{e}{m} = \frac{1}{2}$, bisognava che la loro massa fosse eguale a 4.

Un altro metodo seguito da RUTHERFORD e GEIGER si fonda sulla proprietà ionizzante dei raggi α. L'apparecchio è costruito in modo che le particelle α passano in un gas a debole pressione fra due armature di cui l'una congiunta al polo negativo di una batteria e l'altra ad un elettrometro molto sensibile. Ogni proiettile produce lungo la sua traiettoria un piccolo numero di ioni d'ambo i segni, dei quali i negativi, se l'intensità del campo elettrico fra le due armature è sufficiente, generano a loro volta qualche migliaio di nuovi ioni, in modo che la scarica (cioè la somma delle cariche arrivanti sull'armatura collegata all'elettrometro) è tale da essere avvertita dall'elettrometro, il cui ago devia notevolmente. RUTHERFORD e GEIGER allontanando opportunamente la sostanza radioattiva dalla finestra di mica della camera di ionizzazione, facevano in modo che si verificassero 5 impulsi dell'ago al minuto; cioè che nella camera di ionizzazione entrassero 5 particelle al minuto. In base alle costanti dell'apparecchio essi arrivarono a stabilire esattamente il numero *totale* delle particelle α emesse da una quantità di radio C in *equilibrio radioattivo* con un grammo di radio.

Tale numero è di $3{,}72 \cdot 10^{10}$ per secondo.

Il significato di equilibrio radioattivo è il seguente: il numero di atomi di una sostanza B producentesi per disintegrazione d'un'altra sostanza di lunga vita A, cresce, finchè il numero degli atomi B disintegrantisi nell'unità di tempo è eguale a quello degli atomi B generati nella stessa unità ditempo. Raggiunto questo stato, le sostanze A e B si trovano in equilibrio radioattivo.

Ora dalle condizioni di tale equilibrio risulta che anche un grammo di radio deve emettere lo stesso numero di particelle per secondo, ben inteso se liberato dai suoi prodotti di disintegrazione.

Se invece il radio si trova in presenza e in equilibrio con questi ultimi,

Questo fatto, e cioè che le sostanze radioattive oltre ad emettere elettroni negativi, emettono pure atomi d'elio con doppia carica positiva, è confermato da tutta una serie di esperienze.

Per esempio in spazi chiusi nei quali non esiste dapprima traccia d'elio, ma solo radio, si manifesta dopo un certo tempo l'esistenza dell'elio, come è facile verificare mediante lo spettroscopio [1].

L'emanazione.

Non molto tempo dopo la scoperta del radio, la signora CURIE ebbe occasione d'osservare che tutti i corpi trovantisi in vicinanza del radio, diventavano essi pure radioattivi, anche se solo temporaneamente. Un pezzo di carta, di vetro, di legno o di metallo, posti vicino al radio, emanavano dei raggi che rendevano conduttrice l'aria circostante. Ma questa proprietà viene esplicata dai suddetti corpi soltanto per un tempo relativamente breve, dopo di che ritornano inattivi.

La loro attività si indica come *radioattività indotta*. La ragione del formarsi di questa venne in chiaro in seguito ad un'importante scoperta che RUTHERFORD fece con i sali di torio, scoperta che si ripetè poi col radio: egli trovò che dal torio si emanava una sostanza aeriforme, cui diede il nome di

---

il numero delle particelle α emesse è 4 volte maggiore ed eguale a $14{,}88 \cdot 10^{10}$ al secondo (cioè a 150 miliardi d'atomi d'elio) perchè alle particelle del radio si aggiungono quelle α, dell'emanazione, del radio A e del radio C.

Gli stessi sperimentatori riuscirono più tardi a determinare anche la carica trasportata da una particella α, che fu trovata eguale a $9{,}3 \cdot 10^{-10}$ unità assolute elettrostatiche. Quindi la carica unitaria è di $4{,}65 \cdot 10^{-10}$. Ricordiamo che MILLIKAN trovò $4{,}774 \cdot 10^{-10}$.

[1] Lo sviluppo *annuale* d'elio da un grammo di *Ra* in equilibrio radioattivo coi suoi prodotti di disintegrazione, è eguale a 167 mm³. Questi 167 mm³ d'*He* contengono, in base al numero di LOSCHMIDT ($27{,}07 \cdot 10^{18}$ atomi per cm³ di gas) $4{,}52 \cdot 10^{18}$ atomi. D'altra parte sappiamo che il numero delle particelle α emesse da 1 gr. di *Ra* al secondo in presenza dei suoi prodotti di disintegrazione è di $14{,}88 \cdot 10^{10}$ e quindi in un anno $4{,}58 \cdot 10^{18}$. La coincidenza è notevole.

emanazione [1], essa pure radioattiva, cioè capace di ionizzare l'aria, impressionare le lastre fotografiche, eccitare la fluorescenza, ecc. Questa emanazione non conserva però invariata la propria attività, bensì la perde gradualmente; quella del radio per esempio perde metà della sua attività dopo 3,85 giorni, come si può agevolmente verificare mediante la misura del potere ionizzante.

L'emanazione del torio invece si riduce alla metà già in 54 secondi, quella dell'attinio in 3,9 secondi.

Questi tempi, in cui cioè le quantità di sostanze radioattive si riducono alla metà, si chiamano *periodi* [2]; essi sono

---

[1] L'emanazione del radio detta anche niton ed ora *radon* per ricordarne l'origine e l'analogia con l'argon, è un vero e proprio gas (monoatomico) fortemente radioattivo, chimicamente inerte, come i gas rari, il che facilita la sua separazione. Esso possiede un suo spettro particolare; si lascia liquefare (alla pressione atmosferica di 760 mm. di *Hg*, già alla temperatura di —62° C) e si misura in unità *curie*. Per 1 curie s'intende la quantità d'emanazione che si trova in equilibrio radioattivo con un grammo di radio. Il volume di 1 curie di radon, nelle condizioni normali di temperatura e pressione è di 0,63 mm³ ($= 6 \cdot 10^{-6}$ *g*); come si vede quantità piccolissima. Il radon è un gas monoatomico e di peso atomico 222; esso è quindi il gas più pesante che si conosca.

La millesima parte di un curie dicesi *millicurie*. Come misura pratica per le concentrazioni di radon si usa l'unità *Mache*. Questa è eguale a $3{,}6 \cdot 10^{-10}$ curie/litro. Cioè quando un' acqua di sorgente contiene per ogni litro $3{,}6 \cdot 10^{-10}$ curie di radon (e suoi prodotti di disintegrazione) si dice che l'acqua ha un'attività di 1 Mache. Un'altra unità è l'*eman* equivalente a 10^{-10} curie/litro.

Analogamente al radon, si chiamano *toron* ed *attinon* le emanazioni del torio e rispettivamente dell'attinio.

[2] Supponiamo di avere un elemento radioattivo qualunque, per esempio il radio, e consideriamolo ad un istante qualunque della sua vita. Fra i miliardi di atomi che lo compongono, alcuni dei quali destinati magari a vivere migliaia d'anni, ve n'è un certo numero che si disintegra ad ogni secondo, espellendo delle particelle α e diventando del radon.

Ora, la legge che regola tale disintegrazione è il caso: non si può dire per esempio che di due atomi si debba disintegrare ad un dato istante piuttosto questo che quello: la legge colpisce indifferentemente tanto l'uno che l'altro. L'unica cosa che è fissa è la *probabilità*, che un determinato atomo possiede, di disintegrarsi in un ben definito intervallo di tempo. Questa probabilità non dipende per nulla nè dall'età dell'atomo stesso, nè dal suo avvenire: essa è una costante naturale legata solo alla qualità e non alla quantità della sostanza radioattiva in questione. Così per esempio la probabilità per un atomo di radon di disgregarsi nel tempo di 1 secondo è di 1/480.000, cioè su 480.000

del tutto caratteristici e si ottengono, nella disintegrazione dei corpi radioattivi, sempre ed in ogni circostanza, dello

---

atomi se ne disgrega 1 al secondo; quale questo atomo sia, è dettato dalla legge del caso. Tale frazione si chiama *costante radioattiva* o *costante di trasformazione* e varia naturalmente da elemento ad elemento, mentre per un dato elemento è fisso, quali si sieno le condizioni in cui si trova.

Se ora moltiplichiamo questa costante per il numero degli atomi presenti, per esempio di radon, si ottiene il numero degli atomi che si disintegrano nell'unità di tempo, eguale cioè al prodotto della probabilità di disintegrazione di un atomo per il numero di quelli che esistono nel momento attuale.

Il numero dunque degli atomi che si disgregano è *ad ogni istante* proporzionale a quello degli atomi esistenti.

Sia n_t il numero degli atomi ancora esistenti al tempo t; se $-\Delta n$ è quello degli atomi disgregantisi nel tempuscolo successivo Δt; per le dette cose si ha

$$-\Delta n = \lambda \cdot n_t \cdot \Delta t$$

ove λ è la costante radioattiva (fattore di proporzionalità) che può indicare per esempio che si disintegra 1 atomo su 10 nell'unità di tempo. Allora se gli atomi presenti sono n_t, nella unità di tempo si disintegrano $^1/_{10}\ n_t$ atomi e nel tempo Δt, $^1/_{10}\ n_t\ \Delta t$.

Passando ai differenziali si ha

$$-dn = \lambda \cdot n_t \cdot dt$$

ed integrando

$$n_t = n_0\ e^{-\lambda t} \qquad (1)$$

ove è ora n_0 il numero degli atomi esistenti al tempo t_o, n_t quelli al tempo t ed e la base dei logaritmi naturali. Dunque il numero degli atomi decresce col tempo secondo una legge esponenziale. Per cui, *teoricamente* la vita *assoluta* di una sostanza radioattiva sarebbe infinita; praticamente essa è invece limitata. Se ora si pensa che il numero degli atomi che si trasformano nell'unità di tempo è proporzionale a quello degli atomi esistenti nel momento che si considera, la stessa relazione vale per gli atomi disgregantisi nell'unità di tempo:

$$N_t = N_0\ e^{-\lambda t}$$

ove N_o è il numero degli atomi disgregantisi al tempo t_o e N_t quello al tempo t.

Ma d'altra parte, poichè sappiamo che la attività d'una sostanza radioattiva è proporzionale al numero degli atomi digregantisi nell'unità di tempo, anche tale attività e cioè l'intensità della radiazione emessa deve diminuire secondo una legge esponenziale:

$$I_t = I_0\ e^{-\lambda t}.$$

Il *periodo* (T) è appunto il tempo necessario affinchè questa attività di-

stesso valore: il periodo non dipende nè dal momento in cui si prendono le misure, nè dalla quantità di sostanza usata.

---

venti la metà della primitiva; si ha

$$\frac{I_t}{I_0} = e^{-\lambda t} \quad ; \quad \text{preso } I_0 = 1$$

e

$$I_t = \frac{1}{2} \quad \text{è:} \quad \frac{1}{2} = e^{-\lambda T}$$

da cui

$$T = \frac{1}{\lambda} \log 2 = 0{,}693 \frac{1}{\lambda}$$

che è una relazione fra T e λ.

Al tempo T la probabilità per un atomo di essere già distrutto è eguale a quella di non esserlo ancora, per cui $\frac{0{,}693}{\lambda}$ rappresenta la *vita probabile* dell'atomo.

Per ottenere invece la *vita media* si procede come nella statistica sociale, in quantochè moltiplicata ogni età per il numero di quegli individui che raggiungono (ma non superano) questa età, si sommano tutti questi prodotti e si divide il risultato per il numero totale degli individui.

Sia n_t il numero degli atomi esistenti al tempo t. Il numero di quelli disgregantisi durante il tempo Δt successivo è eguale a $\lambda \cdot n_t \cdot \Delta t$ (vedi pag. 87); questi atomi sono ovviamente quelli che hanno esistito durante il tempo t.

Quindi per la (1) a pag. 87 la vita media sarà

$$\theta = \frac{1}{n_0} \Sigma t \cdot \lambda \cdot n_t \, \Delta t = \frac{1}{n_0} \int_0^\infty \lambda t \cdot n_0 \, e^{-\lambda t} \cdot dt = \int_0^\infty \lambda t \, e^{-\lambda t} \, dt$$

moltiplicando ambi i membri per λ e ponendo $x = \lambda t$ si ha essendo $\lambda \, dt = dx$:

$$\lambda\theta = \int_0^\infty x \cdot e^{-x} \, dx = 1$$

cioè

$$\theta = \frac{1}{\lambda} \cdot \tag{2}$$

La vita media si può anche definire come il tempo entro il quale tutta la sostanza si disgregherebbe, qualora il numero degli atomi disgregantisi nell'unità di tempo (λn_0) rimanesse costantemente eguale a quello del primo istante.

Allora dev'essere $n_0 = \theta \cdot \lambda \, n_0$ come infatti è per la (2).

Per il radio si ha

$$T = 1690 \text{ anni}; \ \theta = 2440 \text{ anni};$$

$$\lambda = (\text{al secondo}) = 1{,}30 \cdot 10^{-11}.$$

Quest'ultimo valore è facilmente ricavabile se si pensa che per ottenerlo basta dividere il numero di atomi di 1 grammo di radio per il numero delle particelle α emesse in 1 secondo da 1 grammo di radio stesso, poichè l'emissione d'ogni singola particella rappresenta la disgregazione d'un atomo.

Anche l'emanazione è dunque un corpo radioattivo, ma non come quelli citati più sopra: radio, torio, ecc., che conservano per tempo immemorabile la loro attività; bensì un corpo che la perde man mano, cioè una *sostanza di attività temporanea*.

Parimenti decresce l'*attività indotta*, ma al contrario che per l'emanazione, il valore del periodo è diverso a seconda che l'attività indotta ha un'età più o meno lunga.

La teoria della disintegrazione atomica.

Questo fatto sorprendente: che esistono corpi di radioattività solo temporanea condusse all'ipotesi, per la prima volta formulata da RUTHERFORD, che gli *atomi* dei corpi radioattivi non siano stabili, bensì si disgreghino; cioè alla *teoria della disintegrazione atomica*. Nelle sostanze radioattive si manifesterebbero delle forze [1], e ciò senza cooperazione da parte nostra, che allentano la connessione intima dell'atomo e lo fanno esplodere scomponendolo in un certo numero di parti. Quindi *la stabilità e l'indivisibilità degli atomi non hanno senso per le sostanze radioattive*.

Da un atomo di radio si sviluppa, per cessione di una particella α, un atomo di un nuovo elemento, e precisamente il *radon*.

Questo atomo però si scompone a sua volta, cedendo una altra particella α, originando un atomo di quella sostanza, che nel suo insieme viene chiamata *deposito radioattivo* ed al quale è dovuta la radioattività indotta.

---

(1) È interessante accennare in proposito come il fisico francese PERRIN, in base a considerazioni sulla struttura e sulle proprietà interne del nucleo atomico, prospetti l'idea, che lungi dall'essere una specie di magazzino di dinamite che un caso fa esplodere, un atomo di radio, per esempio, sia un sistema stabilissimo che non si può disintegrare se non fornendogli una energia considerevole. Questa energia potrebbe essergli fornita da radiazioni ultrapenetranti o raggi *ultra X* provenienti dal centro ardente della terra e veicoli di quantità enormi di energia.

L'indeterminatezza del suo periodo si deve al fatto che tale deposito non è una sostanza semplice bensì composta da più elementi radioattivi, che quindi in parte esistono contemporaneamente, ed invero in quantità relative diverse a seconda del tempo trascorso dall'istante del loro formarsi.

Infatti dal radon derivano una dopo l'altra diverse sostanze chiamate *radio A*, *radio B*, ecc. fino al *radio F*. Un atomo di uno di questi corpi si libera da un atomo del corpo che lo precede nella serie, per espulsione da parte di quest'ultimo di una particella α o β oppure di ambedue contemporaneamente, con che si verifica anche talvolta l'emissione di raggi γ.

La genesi progressiva di queste singole sostanze è, secondo le ultime ricerche, rappresentata nella fig. 20, la quale indica anche la specie della radiazione emessa da un atomo nel dar vita al susseguente.

Le sostanze radio A, B e C presentano un periodo molto breve di 3; 26,8; 19,5 minuti rispettivamente; sono dunque sostanze che scompaiono rapidamente e delle quali dopo qualche ora non si percepisce più nulla.

Il radio C possiede pertanto atomi che emettono anzitutto una particella α formando il radio C'', che espellendo dal canto suo una particella β diventa radio D; invece altri atomi del radio C sprigionano dapprima una particella β dando luogo al radio C', che, perdendo una particella α diviene a sua volta radio D [1].

Col radio C subentra ciò che si chiama una *biforcazione* della serie.

Per contro il radio D possiede un periodo molto grande, eguale a 16,5 anni, e quindi è un corpo abbastanza stabile, che si trasforma tuttavia gradatamente, per emissione di raggi β, difficilmente osservabili, in radio E ed F. Anche questi due elementi sono alquanto duraturi, mostrando un periodo di 5 rispettivamente 136 giorni. Il radio F è del tutto identico al *polonio*

---

[1] Solo il 0,03 % di radio C si trasforma in radio C'', mentre il rimanente 99,97 % diventa radio C'.

Radio (β + γ) α Radon α RaA α RaB γ β RaC α RaC'' β
1690 a → 3,85 g → 3 m → 26,8 m → 19,5 m γ β RaC' α RaD β RaE γ β RaF α RaΩ
1,4 m
10⁻⁶ s → 16,5 a γ → 5 g → 136 g → ∞
(Polonio) (Piombo)
deposito attivo a trasformazione rapida
deposito attivo a trasformazione lenta

Fig. 20.

Torio α Mesotorio 1 → Mesotorio 2 γ β Radiotorio α Torio X α Toron α Torio A α Torio B γ β Torio C α Torio C'' β + γ Torio Ω
1,31 · 10¹⁰ a → 6,7 a → 6,2 h → 2,02 a → 3,64 g → 54 s → 0,14 s → 10,6 h → 60 m β Torio C' α
3,1 m
10⁻¹¹ s → ∞
(Piombo)

Fig. 21.

Uranio I
4,67 · 10⁹ a
α
Uranio X1
24,6 g
β
Uranio X2
1,15 m
γ
β
Uranio II
2 · 10⁶ a
α
97%
Ionio
6,9 · 10⁴ a
α
Radio
1690 a
(β + γ)
α
3%
α
Uranio Y
1,04 g
β
Protoattinio
1,2 · 10⁴ a
α
Attinio
20 a
Radio-attinio
19,5 g
α
Attinio X
11,4 g
α
Torio
1,31 · 10¹⁰ a
α
Mesotorio 1
6,7 a
Mesotorio 2
6,2 h
γ
β
Radiotorio
2,02 a
α
Torio X
3,64 g
α

Torio C''
3,1 m

Torio A α → Torio B β → Torio C
0,14 s → 10,6 h → 60 m

β + γ

Torio C' α → Torio Ω
10^{-11} s → ∞
(Piombo)

Note allo schema della figura 20. — In quanto ai raggi γ essi sono, come fu detto, della stessa natura dei raggi X, cioè di natura elettromagnetica; tuttavia la loro lunghezza d'onda è ancora minore (vedasi anche pag. 80).

L'origine dei raggi γ si suppone sia la seguente.

Vi sono delle particelle β che come vedremo più avanti (pag. 117) fuoriescono dal nucleo dell'atomo (pag. 108). Questi elettroni, passando attraverso il potente campo elettrico che circonda il nucleo vengono rallentati nella loro corsa; a spese dell'energia che essi perdono, prendono origine delle radiazioni elettromagnetiche, per l'appunto dei raggi γ molli.

Invece i raggi γ duri provengono dal nucleo medesimo, così come i raggi α e β che accompagnano la disintegrazione atomica.

Questi raggi γ passando a loro volta attraverso lo sciame degli elettroni extranucleari, possono cedere a questi la loro energia, in quantità sufficiente affinchè taluni elettroni riescano a sfuggire all'attrazione nucleare e manifestarsi come particelle β. Questo modo di vedere permette di spiegare quantitativamente lo spettro magnetico dei raggi β, uno dei più interessanti e fecondi mezzi per studiare i fenomeni energetici interatomici delle sostanze radioattive, che permise fra l'altro la determinazione della lunghezza d'onda dei raggi γ, non possibile in alcun altro modo.

Il radio non emette che raggi α; i raggi β e γ sarebbero dovuti secondo alcuni a prodotti secondari non ancora ben stabiliti, secondo altri a quelli che lo seguono nella serie (*RaB*, *RaC*).

Nelle figure 20, 21 e 22 sotto ciascun elemento è indicato il suo periodo in anni (*a*), giorni (*g*), ore (*h*), minuti (*m*) e secondi (*s*).

Note allo schema della figura 21. — Del torio *C* il 65 % subisce la trasformazione β e diventa torio C', il resto (35 %) la α e diviene torio C''.

Sembra che il mesotorio 1 non emetta radiazioni.

Note allo schema della figura 22. — Nello schema sono dati gli ascendenti del radio e il collegamento delle serie del radio e dell'attinio; la punteggiata serve a meglio far risaltare l'analogia delle tre serie radioattive.

Dell'attinio non si conoscono radiazioni, tuttavia è possibile che emetta raggi β molto molli (poco penetranti) di difficile individualizzazione.

Per meglio comprendere il meccanismo delle *trasformazioni radioattive* aiutiamoci con una analogia ed un esempio pratico:

Supponiamo di avere un piccolo lago contenente un miliardo di litri d'acqua, che per una tubazione ceda ad ogni secondo un miliardesimo del suo contenuto, cioè *un litro*, ad un 1° serbatoio, che fornisca ad ogni secondo sempre e solo 1/1000 del suo contenuto ad un altro, a sua volta cedente 1/10 della sua acqua ad un terzo e così via. Stante la relativamente grande quantità d'acqua raccolta nel lago possiamo sempre, anche dopo una perdita di 1000 litri, ritenere che tale quantità sia rimasta praticamente costante. Consideriamo allora il primo serbatoio, e pensiamolo vuoto ad un certo istante; al primo secondo riceverà 1 litro dal lago e ne cederà 1/1000 al serbatoio susseguente cioè 1 grammo d'acqua. Nel secondo successivo esso riceverà un altro litro che insieme a quello già ricevuto forma 1,999 litri di cui ancora cede nella stessa unità di tempo 1/1000 cioè 1,999 grammi d'acqua. E così via. La quantità d'acqua ricevuta è costante: 1 litro al secondo; quella nel serbatoio e quella ceduta crescono man mano fino a che trovandosi nel serbatoio 1000 litri d'ac-

qua, la cessione sarà di 1 litro, cioè di tanta acqua quanta ne entra. Diciamo allora che il serbatoio è in *istato d'equilibrio* col lago. È chiaro che fissata com'è l'*erogazione* di questo (un miliardesimo, eguale a 1 litro al secondo) la quantità d'acqua nel serbatoio *non può aumentare oltre* i 1000 *litri*, poichè ad ogni secondo esso ne deve cedere 1/1000 cioè 1 litro, che è quanto ne riceve. Se il lago fosse doppio, logicamente ne cederebbe il doppio (2 litri al secondo) perchè un miliardesimo di 2 miliardi è due, ed il 1° serbatoio conterrebbe pure il doppio poichè ricevuti i primi due litri, ne cede 1/1000 cioè 2 grammi d'acqua, ecc., e per cedere quanto riceve, cioè essere in equilibrio, il suo contenuto bisogna che salga e rimanga a 2000 litri d'acqua (2000 · 1/1000 litri = 2 litri).

Ragionando nello stesso modo il 2° serbatoio ricevendo 1 litro al secondo dal primo, e *dovendo* cedere 1/10 del suo contenuto ad ogni minuto secondo al terzo che lo segue, non arriverà a contenere più di 10 litri d'acqua (10 · 1/10 litri = 1 litro).

Ora per *dimezzare* il contenuto del lago, occorrerà un bel numero di secondi, che si può calcolare mediante una funzione esponenziale; per dimezzare il 1° serbatoio, quando fosse isolato dal lago, un numero di secondi molto minore; per dimezzare il 3°, pure isolato, pochissimi secondi.

Chiamando questi tempi *periodi*, essi appaiono inversamente proporzionali alle quote parti erogate dal lago e dai serbatoi nell'unità di tempo; ma anche i contenuti, allo stato d'equilibrio, stanno fra loro in modo inversamente proporzionale alle rispettive erogazioni: infatti il lago cede 1 miliardesimo del suo contenuto e contiene 1 miliardo di litri; il 1° serbatoio 1/1000 (maggiore di 1 miliardesimo) e contiene 1000 litri (minore di 1 miliardo), ecc.; e pure (allo stato d'equilibrio) tanto ne cede il lago (1 litro) quanto per ogni secondo ne cede il 2° serbatoio (1 litro) e così via.

Notando con λ_1, λ_2, λ_3 le diverse costanti d'erogazione e con N_1, N_2, N_3 i litri contenuti, si ha precisamente

$$\lambda_1 N_1 = \lambda_2 N_2 = \lambda_3 N_3 = 1 \text{ litro,}$$

allo stato d'equilibrio; cioè

$$\frac{1}{1.000.000.000} \cdot 1.000.000.000 = \frac{1}{10000} 10000 = \frac{1}{10} \cdot 10 = 1 \text{ litro}$$

essendo un litro quello che passa per minuto secondo da un serbatoio all'altro.

Riassumendo: *fissate* le costanti d'erogazione e la quantità d'acqua del lago, restano *fissati* i contenuti dei successivi serbatoi, nonchè i periodi di dimezzamento.

Se invece si conoscono inizialmente i contenuti, basta sapere la costante d'erogazione di un serbatoio per conoscere quelle di tutti gli altri. Infatti se è data la costante del 2° serbatoio (1/10) e il contenuto di questo e del lago, si trova subito per la costante del lago:

$$\frac{1}{10} \cdot 10 = 1.000.000.000 \cdot x$$

da cui

$$x = \lambda_1 = \frac{1}{1.000.000.000}.$$

Ora non si ha altro da fare che sostituire al concetto di lago, serbatoio, ecc., quello di uranio I, uranio X_1, radio, radon, ecc.; alle costanti d'erogazione, le costanti λ di trasformazione radioattiva, ai periodi di dimezzamento i periodi T delle sostanze radioattive, ai quantitativi dell'esempio, quelli di queste ultime, ai litri d'acqua gli atomi.

Così se si vuole conoscere la costante di trasformazione dell'uranio I, sapendo che questo si trova nei minerali radioattivi *sempre* nella proporzione di 1 gr. per $3{,}4 \cdot 10^{-7}$ gr. di radio, ed essendo il rapporto fra i pesi atomici dei due elementi: Ra: $U1 = 226:238$, il rapporto esistente fra il numero di atomi d'$U1$ e di radio nei minerali in equilibrio è

$$x = \frac{1}{3{,}4} \cdot 10^7 \cdot \frac{226}{238} = 2{,}79 \cdot 10^6 \qquad (1)$$

cioè per $n_5 = 1$ atomo di radio sono presenti $n = 2{,}79 \cdot 10^6$ atomi di uranio 1.

Applicando la

$$\lambda\, n = \lambda_5\, n_5 \qquad (1')$$

ove λ e n si riferiscono all'$U1$ e λ_5, n_5 al radio (5° prodotto di trasformazione) si ha

$$\lambda = \lambda_5 \frac{n_5}{n} = 1{,}3 \cdot 10^{-11} \cdot \frac{1}{2{,}79 \cdot 10^6} = 4{,}7 \cdot 10^{-18} \text{ circa}$$

assai inferiore a quella del radio.

Con lo stesso metodo si ottiene la vita media, $\left(\theta = \frac{1}{\lambda}\right)$ ed il periodo dell'uranio I. Si trovò pel periodo $4{,}67 \cdot 10^9$ anni e per la vita media $6{,}75 \cdot 10^9$ anni.

Gli stessi valori si ottennero contando il numero delle particelle α emesse da 1 grammo d'uranio I nell'unità di tempo cioè con lo stesso metodo accennato pel radio.

Dall'esempio idraulico riportato più sopra risulta chiaro il perchè le sostanze radioattive si trovano in natura in quantità infinitesima. Essendo data la quantità di uranio I esistente e *fisse* le costanti radioattive per ogni termine della serie, tali sostanze non possono accumularsi in più di un certo limite.

Si è visto che nell'esempio dell'acqua il primo serbatoio non poteva, allo stato d'equilibrio con il lago, contenere più di 1000 litri, ed il 2°, più di 10 litri, poichè le loro costanti d'erogazione erano di 1/1000 e di 1/10 ed il contenuto del lago 1 miliardo di litri. Passando alla serie radioattiva supponiamo di avere 1 gr. d'uranio; applicando le (1') e (1) la quantità di radio che si può trovare in equilibrio radioattivo con 1 gr. d'$U1$ risulta di $3{,}4 \cdot 10^{-7}$ gr. cioè per ogni 3.000.000 di grammi di $U1$ si ha 1 gr. di radio (come si verifica in natura); ma ogni grammo di Ra è in equilibrio con un curie, cioè $6 \cdot 15^{-6}$ gr. di radon, ed in equilibrio anche con $3 \cdot 10^{-8}$ gr. di radio B, ecc.; come si vede quantità piccolissime in confronto alle tre tonnellate d'$U1$ da cui derivano.

Vediamo ora come si è riusciti a stabilire le costanti dei termini delle serie a vita brevissima. Mediante metodi sperimentali diretti, si è riusciti a misurare periodi di 0,002 secondi. Più oltre si potè procedere per via indiretta. Nel 1911 GEIGER scoprì una relazione quantitativa fra i periodi degli elementi ed i percorsi dei relativi raggi α.

In ogni famiglia radioattiva i percorsi crescono col diminuire dei periodi. Se allora si costituisce un diagramma come in fig. 23 ove le ordinate sono i logaritmi dei periodi espressi in secondi dei corpi emettenti raggi α e le ascisse i logaritmi dei percorsi di tali raggi, si verifica che i termini di una famiglia cadono su una retta, con che le rette delle tre famiglie radioattive risultano approssimativamente parallele fra loro. Matematicamente la legge è espressa dalla seguente formola:

$$\log \lambda = A + B \log a_0$$

ove a_0 è il percorso a 0^0 (vedi pag. 99), A e B delle costanti, la prima caratteristica per ogni serie radioattiva, la seconda eguale per tutte e tre.

È stato in questo modo che conoscendo ad esempio il percorso per l'U_{II}, si potè stabilire per questo elemento un periodo di $2 \cdot 10^6$ anni. I raggi degli elementi RaC', AcC' e ThC' presentano tali percorsi da attribuire loro rispettivamente dei periodi di 10^{-6}; 0,005 e 10^{-11} secondi; è naturale che non si può pretendere d'isolare elementi d'una simile incredibilmente breve vita.

Pochi cenni sull'emissione d'energia del radio: un grammo di radio in equilibrio con i suoi prodotti di disgregazione sviluppa 137 calorie-grammo (o piccole calorie) all'ora. Questo sviluppo è dovuto all'assorbimento delle radiazioni del radio da parte del radio stesso e dell'involucro nel quale si trova. Per cui, conoscendo il numero e l'energia dei raggi emessi, si può valutare il calore prodotto. Le misure, direttamente eseguite con calorimetri, confermano il valore ottenuto dal calcolo basato sulle radiazioni. Il radio da solo produce 25,1 cal-grammo; il resto è dovuto al radon ed al *RaA*, *RaB*, *RaC*. La produzione di calore *sembra* costante perchè la quantità di radio decresce assai poco col tempo.

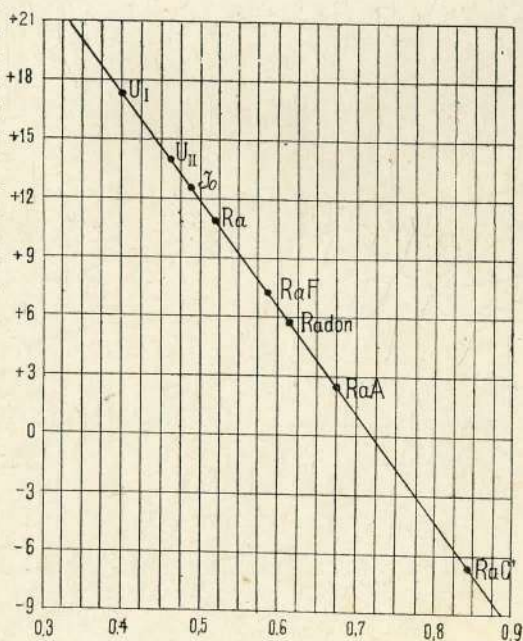



Fig. 23.

Un atomo grammo di radio (226 gr.) si trasforma in emanazione emettendo 10^{11} (100 miliardi) piccole calorie, quante cioè sono sufficienti per elevare da 0^0 a 100^0 e quindi all'ebollizione *cento milioni* di litri d'acqua; malauguratamente per i nostri bisogni tale enorme quantità di calore è ceduta dal radio solo in un periodo di alcune decine di migliaia d'anni.

che la signora CURIE separò contemporaneamente al radio dalla pechblenda, ma che, come si vede, è solo un discendente del radio.

Dal radio F partono dei raggi α e si genera un'ultima sostanza: il radio Ω o radio G, sulla cui natura ritorneremo in seguito.

In analoga guisa si potè determinare tutta la serie del torio, rappresentata nella fig. 21. Qui pure si verifica una diramazione dopo il ThC. Le costanti radioattive e i percorsi delle particelle α in cm. dei diversi termini sono:

Sostanza	λ (sec)$^{-1}$	α_0
Torio	$1{,}68 \cdot 10^{-18}$	2,58
Mesotorio 1	$3{,}28 \cdot 10^{-9}$	—
Mesotorio 2	$3{,}12 \cdot 10^{-5}$	—
Radiotorio	$1{,}09 \cdot 10^{-8}$	3,67
Torio X	$2{,}20 \cdot 10^{-6}$	4,08
Toron	0,0128	4,74
Torio A	5,0	5,40
Torio B	$1{,}82 \cdot 10^{-5}$	—
Torio C	$1{,}9 \cdot 10^{-4}$	4,55
Torio C'	10^{11} (?)	8,16
Torio C''	$3{,}70 \cdot 10^{-3}$	—

La serie dell'attinio ha un'importanza minore. Invece è del massimo interesse che il radio derivi dall'*uranio I*. Si è infatti trovato che l'uranio I, attraverso diversi discendenti, fra cui il *ionio* (1) che possiede un periodo grandissimo (di circa 70.000 anni) si trasforma in radio il cui periodo è di 1690 anni.

Tutte queste sostanze, l'uranio, il radio, il torio, l'attinio, con i loro sottoprodotti emettono dei raggi α e β che sono sempre della stessa natura.

Tutti i raggi β delle diverse sostanze sono elettroni ne-

(1) Finora non è stato possibile isolare il ionio, se non unito al torio, elemento chimicamente del tutto simile al ionio. Tuttavia ciò non implica alcuna relazione genetica fra i due elementi, i quali d'altronde emettono raggi α di percorso diverso e possiedono una costante radioattiva differente.

gativi che si differenziano tra loro soltanto per la diversa velocità posseduta [1].

Tutti i raggi α invece e per tutte le sostanze sono atomi d'elio con doppia carica positiva, i quali si distinguono fra loro per la loro velocità iniziale e per lo spazio che superano nell'aria, prima di perdere le loro proprietà ionizzanti, cioè per il loro percorso [2].

---

[1] La velocità dei raggi β emessi da una sostanza radioattiva non è eguale per tutti i raggi come fu già osservato; per esempio pel radio C si distinguono 50 gruppi di raggi a velocità diversa.

Mentre i più rapidi raggi α vengono completamente arrestati da un foglio d'alluminio di 0,06 mm., per i raggi β occorre uno spessore di alluminio di almeno 2 mm.

L'assorbimento segue, in prima approssimazione, la legge esponenziale:

$$I = I_0\, e^{-\mu x} \tag{1}$$

ove I_0 è l'intensità iniziale dei raggi β e I l'intensità residua dopo il passaggio attraverso x cm. del corpo assorbente; μ è il coefficiente d'assorbimento dei raggi β nella sostanza considerata, cioè la frazione d'intensità assorbita nel passaggio dei raggi attraverso 1 cm. di sostanza (μ resta quindi espresso in cm^{-1}). Sia D lo spessore sufficiente per assorbire la metà della radiazione; dalla (1) si ha

$$\mu\, D = log\ 2 = 0{,}693$$

che dà una relazione fra μ e D.

Secondo RUTHERFORD una relazione fra la energia E dei raggi β (e quindi fra la loro velocità) e il coefficiente μ è la seguente

$$\mu = a\, E^{-\frac{3}{2}} \tag{2}$$

ove a è una costante.

Quanto più i raggi sono rapidi tanto maggiore diventa il loro potere penetrante (vedi formola (2)) e cresce l'intensità residua dopo l'assorbimento.

[2] Vedasi a pag. 82.

La velocità iniziale v_0^1 dei raggi α di una sostanza qualsiasi in base al percorso si ottiene dalla

$$\frac{a_0}{a_0^1} = \left(\frac{v_0}{v_0^1}\right)^3$$

che deriva dalla (2) a pag. 82 ed ove a_0 e v_0 si riferiscono al radio C di cui queste due grandezze sono conosciute con più esattezza. In condizioni normali ($0^0\, C$, 76 cm. di Hg, nell'aria) $a_0 = 6{,}57$ cm. e $v_0 = 1{,}922 \cdot 10^9$ cm/sec.

La determinazione del percorso è un mezzo sovente opportuno per l'a-

Ne scende necessariamente che gli atomi di queste sostanze, e cioè dell'uranio, torio ed attinio e di quelle che ne derivano *devono possedere come parti costitutive degli atomi d'elio e degli elettroni negativi.*

Dunque mediante queste ricerche si sono venuti a conoscere gli elementi costitutivi più particolari di tutti questi atomi, atomi che sono fra i più pesanti conosciuti.

Ma da quanto è stato detto non consegue in alcun modo che per esempio un atomo di radio contenga solo atomi di elio ed elettroni negativi!

Potrebbe benissimo darsi che ne facciano parte anche altre sostanze, come per esempio l'idrogeno; tuttavia fino ad oggi non esistono prove nè pro nè contro questa ipotesi.

Il metodo di Wilson per fotografare i raggi α.

L'espulsione delle particelle α da un pezzo di radio o di una qualunque delle altre sostanze radioattive si può rendere visibile mediante un metodo assai interessante ed ingegnoso. Le diverse specie dei raggi, cioè i raggi α, β (ed anche γ) posseggono la proprietà, come fu ricordato, di rendere conduttrice o *ionizzare* l'aria attraverso la quale passano [1].

---

nalisi di sostanze radioattive. Esso è inversamente proporzionale alla densità del mezzo e direttamente alla sua temperatura assoluta. Si ha

$$a = a_0 \frac{(273 + \tau)\ 760}{273\ p}$$

dove τ sono i gradi centigradi a cui si misura e p i mm. di mercurio della pressione.

[1] Alcuni dati sul potere ionizzante dei diversi raggi (vedi anche pag. 82).

All'inizio della sua traiettoria ogni particella α possiede, a causa della sua altissima velocità, l'enorme energia cinetica di circa 10^{-5} *erg*, la più grande concentrazione d'energia che si conosca. Tutta questa forza viva viene spesa nella ionizzazione delle molecole gassose. Così per es., una particella α del *RaC'* produce (nell'aria alla pressione atmosferica ed a 0^0) complessivamente $2{,}37 \cdot 10^5$ coppie di ioni, cioè ionizza un egual numero di molecole.

In generale una particella α produce in totale tante coppie di ioni quante

Se per esempio delle particelle d'aria o d'altri gas vengono colpite da tali raggi, avviene una scomposizione delle particelle; da una molecola di gas nascono allora degli ioni positivi e negativi detti ioni gassosi.

Di quale natura siano questi ioni, per il momento non ci interessa.

Questa conducibilità dei gas, che si può esattamente misurare, fu utilizzata già da lungo tempo come mezzo principale per l'esame dei fenomeni radioattivi [1].

Ora gli ioni gassosi hanno una proprietà tutta loro particolare: essi possono servire come nuclei di condensazione del vapore acqueo e dar luogo a piccole goccioline che si rivelano come nebbia. Se infatti sul fondo di un recipiente chiuso, che contenga aria, si sparge un po' d'acqua, si sviluppa del vapore acqueo che si mescola all'aria ed al pari di questa rimane invisibile. A seconda della temperatura posseduta dal recipiente si forma più o meno vapore; questo è allo stato *saturo* ed in quantità corrispondente alla temperatura regnante ed al volume del recipiente [2].

---

sono date dalla seguente formola:

$$\text{coppie di ioni} = K \cdot a_0{}^2/_3$$

ove K è una costante $= 6{,}76 \cdot 10^4$ e a_0 il percorso.

Per ogni centimetro una particella α può ionizzare fino a 30.000 molecole.

Le particelle β, per quanto dotate talora di velocità assai maggiori che non le α, possiedono, a causa della loro massa di molto inferiore, un'energia minore delle particelle α, per cui ionizzano meno, e precisamente tanto meno quanto più la loro velocità supera il valore $0{,}028\ c$, ove c è la velocità della luce. In media per cm. di percorso alla pressione normale una particella β ionizza 70 molecole.

I raggi γ hanno un potere ionizzante specifico ancor minore: Eve col *RaC* ha contato 0,6 molecole ionizzate per cm. di percorso e per raggio.

[1] Per le misure si usa una camera di ionizzazione cui è unito un elettroscopio od un elettrometro. Si ritiene l'attività della sostanza proporzionale alla intensità della corrente di ionizzazione ottenuta (vedansi le opere citate).

[2] Un vapore che in uno spazio limitato si sviluppa a contatto del proprio liquido si satura; cioè dal liquido si svincolano tante molecole fino ad egua-

Se allora si abbassa improvvisamente la temperatura del recipiente, la densità di vapore possibile a questa temperatura è minore di quella esistente prima e una parte del vapore deve condensarsi in goccioline d'acqua, formando nebbia. Il fenomeno dovrebbe avere luogo già per un abbassamento della temperatura molto piccolo; ma in pratica ciò non si verifica (a causa del valore della tensione di vapore intorno alle gocce) [1] ed anzi occorre un abbassamento notevole prima di

---

gliare in numero quelle che rientrano nel liquido stesso (stato d'equilibrio). Il vapore, che è elastico, tende ad espandersi; per cui eserciterà una certa pressione sulle pareti del recipiente, o, come si dice, possiederà una certa *tensione*. Nello stato d'equilibrio di cui sopra, la sua densità è massima per la data temperatura e così pure questa sua tensione, che non dipende dal volume che il vapore occupa, ma solo dalla temperatura medesima.

[1] Fu dimostrato da Lord KELWIN, che la pressione (o tensione) del vapore *in equilibrio* con una superficie convessa di un liquido (come sarebbe una goccia d'acqua) non è la stessa di quella in equilibrio con una superficie piana.

Nel 1° caso la pressione di vapore supera quella del 2° di

$$\frac{2T}{r} \; \frac{\rho_1}{\rho - \rho_1} \qquad (1)$$

ove T è la tensione superficiale, r il raggio della goccia, ρ_1 la densità del vapore e ρ quella del liquido.

(La *tensione superficiale* è una forza dovuta all'attrazione molecolare, che agisce alla superficie libera dei liquidi; essa si esercita in tutte le direzioni parallelamente alla superficie; la quale viene di conseguenza a trovarsi in uno stato di tensione per cui tende a contrarsi e ad assumere lo sviluppo minimo. Per l'acqua a 20° C questa tensione è di circa 8,25 milligrammi per millimetro).

Se r è infinitesimo, come sarebbe il caso di una goccia che parte dalla dimensione zero, l'eccesso di pressione (1) e quindi la pressione totale diverrebbe quasi infinita ;cioè la densità del vapore *necessaria per l'equilibrio* « goccia-vapore saturo » diverrebbe pure grandissima, e di conseguenza la goccia evaporerebbe immediatamente per fornire tale densità; cosicchè quando la temperatura si abbassa, non potendo in un primo tempo aver luogo la formazione delle gocce, il vapore invece di condensarsi, si soprassatura. Ma se l'aria invece di essere pura contiene del pulviscolo, questo fornisce alle gocce dei nuclei di raggio finito per cui esse possono prendere vita e crescere anche con un grado relativamente basso di soprassaturazione.

Vediamo ora l'effetto degli ioni. La tensione superficiale tende a diminuire il volume della goccia: se vi riesce, compie un lavoro, il quale misura l'energia

ottenere, in aria pura, la formazione della nebbia. Questa viene però grandemente facilitata, come già da lungo tempo si sapeva, dalla eventuale presenza di polvere nell'aria (di polvere nell'aria ne esiste quasi sempre, se non si prende la precauzione di filtrarla, per esempio, attraverso batuffoli di cotone).

I granuli di polvere fanno allora da *nuclei di condensazione* ed intorno ad essi si formano le gocce e questo già per un abbassamento limitato di temperatura. Ma lo stesso effetto della polvere è prodotto anche dagli ioni gassosi, sui quali pure il vapore precipita formando acqua. Allo scopo di ottenere, in simili esperimenti, un rapido abbassamento della temperatura dell'aria, si pone il recipiente, in cui l'aria si trova, in rapida comunicazione per mezzo di un rubinetto, con un altro recipiente nel quale regni una pressione minore. Allora l'aria

---

potenziale perduta dalla goccia stessa. Tale energia potenziale perduta sarà eguale alla diminuzione della superficie della goccia moltiplicata per la tensione superficiale; ma tutti i sistemi che possiedono una energia potenziale (come una molla arrotolata) tendono a ridurla al minimo (la molla si distende) onde raggiungere uno stato d'equilibrio; e quindi anche la goccia, sottoposta alla tensione superficiale tenderà a rimpicciolirsi: cioè la tensione superficiale promuoverà l'evaporazione. Ma d'altra parte, l'energia potenziale di una goccia dovuta alla carica e di un ione è

$$\frac{1}{2}\frac{e^2}{r}. \tag{2}$$

Infatti per elettrizzare un conduttore qualunque occorre un certo lavoro che ritroviamo sotto forma d'energia

$$E = \frac{1}{2}\frac{Q^2}{C} \tag{3}$$

ove Q è la carica comunicata al conduttore e C la capacità di quest'ultimo.

Ma la capacità di una goccia supposta sferica, è eguale al suo raggio, per cui dalla (3) si ottiene la (2), la quale dice che se r diminuisce l'energia potenziale cresce.

Per cui la carica agisce in senso contrario alla tensione superficiale tendente a svaporare la goccia e di conseguenza una goccia si formerà intorno ad una particella carica (o ione) con un grado minore di soprassaturazione di quello richiesto per una condensazione intorno a particelle neutre.

effluisce in questo: il volume da essa occupato aumenta [1], la sua temperatura diminuisce e in presenza di nuclei di polvere o ioni gassosi si forma la nebbia.

Questa proprietà degli ioni gassosi fu utilizzata dal fisico inglese WILSON, in un elegante esperimento, per rendere direttamente visibili e fotografabili le traiettorie percorse dalle particelle α e β. Per il momento ci interessano soltanto le traiettorie delle particelle α. WILSON fece agire quest'ultime in un recipiente pieno di vapore acqueo, introducendovi un pezzetto di radio. Le particelle ionizzavano l'aria originando lungo il loro percorso un gran numero di ioni gassosi. Raffreddando improvvisamente il gas nel modo descritto, il vapore si condensava sugli ioni, per cui diventavano visibili dei fili di nebbia indicanti direttamente la traiettoria dei raggi α.

Se nel momento giusto s'illumina il recipiente (di vetro), i fili di nebbia si possono anche fotografare. Le figg. 24 e 25 riproducono due di queste fotografie dei raggi α partenti da un pezzo di radio, ed eseguite da WILSON [2].

I raggi corrispondono perfettamente all'idea che se ne era stata fatta prima, in base agli esperimenti sulle particelle α.

---

[1] L'espansione è cioè adiabatica, vale a dire, avviene senza scambio di calore con l'esterno. In tal caso la temperatura che assume il gas od il vapore è inversamente proporzionale ad una certa potenza del volume occupato.

WILSON trovò che in un'aria priva di polvere, il volume finale doveva essere almeno 1,375 volte il primitivo (il che corrispondeva ad una pressione di vapore, otto volte superiore a quello di saturazione) per ottenere la nebbia; mentre che, ionizzando coi raggi X l'aria del recipiente il rapporto necessario fu di 1,26, con che rimaneva dimostrata la formazione di nuclei freschi per azione dei raggi X medesimi.

L'efficacia condensante degli ioni negativi è superiore a quella dei positivi.

[2] Si vede l'intensa ionizzazione prodotta dalle particelle α. La fotografia della fig. 26 (WILSON), mostra la traiettoria di una particella β. Qui, gli ioni generati per cm., sono, in corrispondenza alla minore energia dei raggi, in numero molto minore, e gli ioni individuali si distinguono benissimo. La fig. 27 (Wilson) è una fotografia dei raggi X: vi si vedono gli ioni prodotti dagli elettroni liberati dai raggi X e provenienti dalle molecole di aria e di vapore acqueo; cioè la ionizzazione primaria si rivela come poco importante (basso potere ionizzante) rispetto alla secondaria (elettroni liberati o raggi catodici secondari).

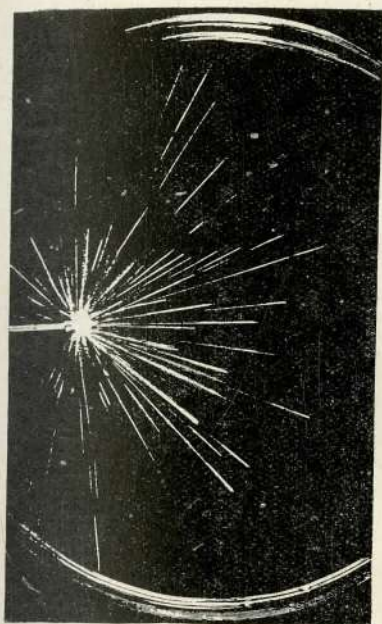



Fig. 24.

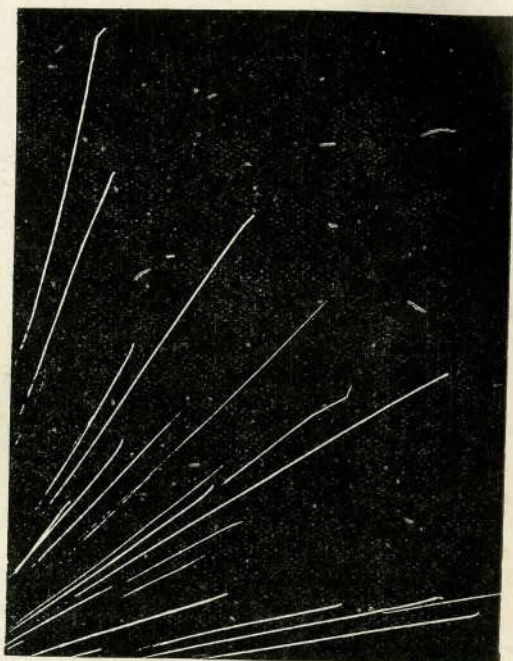



Fig. 25.

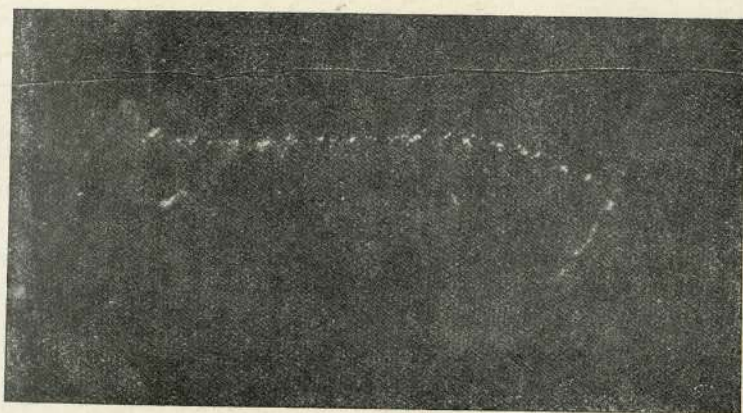



Fig. 26.

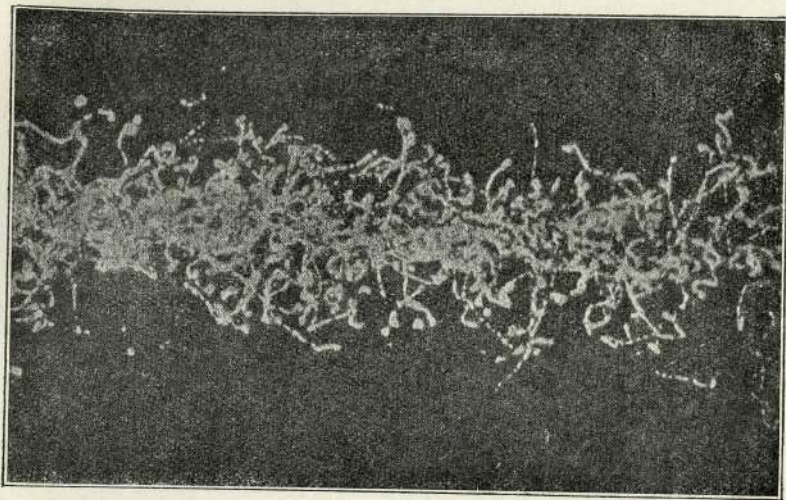



Fig. 27

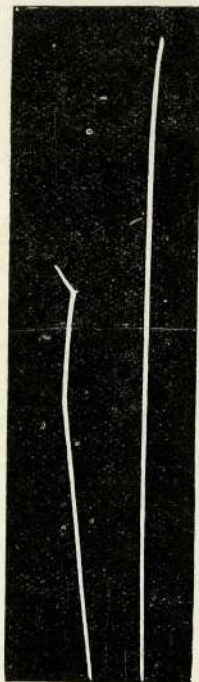



Fig. 28.

In particolare essi superano ognuno un determinato *percorso*, dopo di che si terminano *improvvisamente*. Ma un esame attento rivela che alcuni di questi raggi α possiedono una particolare proprietà, per noi di grandissima importanza. Si vede infatti nella fig. 25 che alcuni raggi poco prima di terminare *deviano* notevolmente, che cioè al tratto rettilineo della loro traiettoria fa seguito un segmento facente con esso tratto un brusco angolo ottuso. Nella fig. 28 sono riprodotti ingranditi due raggi della fig. 25, di cui uno mostra l'inflessione, l'altro no. Le particelle nella loro corsa entrano in collisione con le particelle d'aria e di vapore ionizzandole, ma conservano in generale la loro traiettoria rettilinea. La loro energia è così grande che nell'urto non vengono deviate. Tuttavia qua e là, improvvisamente,

alcune di esse soggiacciono ad una forte deviazione, dopo di che cessano d'un tratto di esistere.

Quale può essere la causa di questo strano fenomeno? Un'altra osservazione che pure venne fatta sulle particelle α, si collega strettamente a quella esposta più sopra.

Dispersione nelle particelle α.

Quando una particella α, cioè un atomo d'elio con doppia carica positiva, attraversa una sottile foglia metallica, in generale devia leggermente dalla sua traiettoria rettilinea; un sottile pennello di raggi α presenta perciò al suo passaggio attraverso una sottile lamina di metallo, una certa *dispersione*. La ragione di questa dispersione è facile a comprendersi: poichè gli atomi delle lamine metalliche possiedono essi stessi delle cariche positive e negative, così l'atomo d'elio di carica positiva verrà deviato ora in un senso, ora nell'altro; in complesso tuttavia d'assai poco.

Si potè stabilire in base alle osservazioni sulla dispersione, che la deviazione più probabile di una particella α, nel passare attraverso un atomo d'oro è di 1/200 di grado. Naturalmente tale deviazione è, a seconda delle circostanze in cui la particella α incontra l'atomo, ora un po' maggiore, ora un po' minore, come è voluto dalla legge della sua probabilità; ma in media la deviazione presenta la grandezza suddetta. Per contro durante le osservazioni si osservò che talora, qua e là, si verificavano delle deviazioni di grandezza straordinaria, di 90° e più gradi (fino a 180°), deviazioni che secondo la legge delle probabilità non avrebbero quasi mai dovuto registrarsi, giacchè avrebbero dovuto avvenire una volta su milioni o bilioni di casi, mentre in realtà avvenivano già una volta ogni 8000 casi circa.

Queste grandi deviazioni dànno l'impressione che di tanto in tanto la particella venga direttamente *riflessa* (o respinta) da un atomo del foglio metallico. Ma non solo in fogli metallici,

bensì anche nei gas si verificò una simile dispersione delle particelle e in certi casi precisamente d'una entità incredibile. Questo fenomeno è assolutamente eguale a quello osservabile nelle fotografie di WILSON (figg. 25 e 28). Anche nei gas sembra che una particella α venga di quando in quando direttamente riflessa da un atomo accusando così un gomito nella sua traiettoria (1).

Nello studiare la causa di questo strano fenomeno, RUTHERFORD pervenne alla conclusione che essa risiedeva nella *costituzione atomica* dello strato disperdente. La grandezza delle deviazioni anormali dipende infatti direttamente dal peso atomico della sostanza attraversata dai raggi α. Quanto più il quadrato di questo peso atomico è alto, tanto più forte è l'effetto deviante.

Ne consegue che se le deviazioni, sia quelle deboli più comuni, sia quelle grandi più rare, hanno luogo, ciò avviene soltanto perchè una particella α *attraversa un atomo* (2).

Ma allora in ogni atomo devono esistere delle lacune e la prima deduzione è questa; *che lo spazio occupato da un atomo non può essere completamente riempito dalla materia.*

La teoria di Rutherford.

I singolari fenomeni che si verificano con le particelle α, e cioè: la fine improvvisa del loro percorso, la loro dispersione normale debole e la loro forte deviazione anormale, si spiegano, come fu dimostrato da RUTHERFORD, qualora si supponga che ogni atomo sia costituito da *un nucleo centrale di carica positiva* e di volume eccezionalmente piccolo, e che intorno ad esso ad una distanza che corrisponde all'incirca alla

(1) Come era da aspettarsi, nelle esperienze le deviazioni massime si verificavano ove la velocità era minima, cioè alla fine del percorso.

(2) Infatti è impossibile ammettere, per quello che si sa sulle dimensioni atomiche, che le particelle α passino fra gli interstizi degli atomi.

grandezza del raggio dell'atomo esistano degli elettroni negativi, di modo che l'insieme dell'atomo costituisca un sistema neutro. Questi elettroni negativi possono trovarsi disposti intorno al nucleo oppure ruotare intorno ad esso come i pianeti intorno al sole.

In generale, una particella α, le cui dimensioni sono pure da ritenersi assai piccole, attraverserà in qualche punto l'atomo, fra il nucleo centrale e gli elettroni satelliti e subirà una deviazione che si comporrà dell'azione repulsiva del nucleo e di quella attrattiva degli elettroni; la deviazione però non sarà grande perchè la particella α nella sua corsa attraverso l'atomo passa in generale relativamente lontana dal nucleo e dagli elettroni stessi.

Per contro può avvenire che una particella α urti direttamente contro un elettrone, oppure, in casi più rari, contro il nucleo positivo. Nel primo caso si unirà all'elettrone negativo, per cui, da un atomo d'elio a doppia carica positiva, diventerà un atomo d'elio a carica positiva semplice, e se incontrerà un secondo elettrone, finirà come atomo d'elio neutro. Ciò avrà luogo quando, la *velocità* della particella α essendo discesa al di sotto di un certo limite, la particella stessa non ha più l'energia sufficiente per ionizzare le molecole, con che si spiega anche l'improvviso scomparire dei raggi α, dopo superato il loro percorso.

In altri casi, molto più rari (per la piccolezza del nucleo) avverrà che una particella α passi in immediata vicinanza di un nucleo. Ma allora, a causa delle cariche positive della particella α e del nucleo, si verificherà una notevole forza repulsiva e la particella α verrà deviata sotto un angolo acuto (più esattamente: secondo un'iperbole) dalla sua traiettoria. In questo modo si spiegano i due così strani ed a tutta prima così incomprensibili fenomeni: l'improvviso cessare dei raggi α e il verificarsi talora della loro brusca riflessione, fenomeni che in un primo tempo sembravano sfidare tutte le spiegazioni.

La carica nucleare ed il numero d'ordine degli elementi.

La trattazione matematica di questo processo nel quale una particella α passante presso il nucleo di uno degli atomi che attraversa, viene deviata dalla sua traiettoria rettilinea, mostra che il numero di quelle che deviano di un dato angolo è proporzionale al quadrato della carica nucleare caratteristica degli atomi attraversati [1].

Confrontando i risultati delle esperienze con la teoria, si verificò sempre (nei limiti degli errori d'osservazione) una perfetta coincidenza; si potè così calcolare la grandezza della carica del nucleo positivo dei diversi atomi, presa eguale a 1 quella dell'idrogeno. Ed i risultati ottenuti furono del massimo interesse: la carica del nucleo centrale dei diversi atomi si dimostrò all'incirca eguale alla *metà* del peso atomico di questi ultimi.

Così l'elio di peso atomico 4 accusa una carica positiva del nucleo eguale a 2, il carbonio di peso atomico 12, una di 6, l'ossigeno di peso atomico 16, una di 8, lo solfo di peso atomico 32 uno di 16.

Risultato sorprendente, ma che trova una spiegazione ancor più sorprendente!

Se infatti si ordinano tutti gli elementi secondo il *sistema periodico*, cioè secondo i loro pesi atomici, il numero progressivo del posto, che gli elementi più sopra citati occupano, è precisamente eguale alla metà del peso atomico. Infatti i primi elementi si ordinano in questo modo:

---

[1] Sia: N il numero delle cariche unitarie positive del nucleo; e la carica d'un elettrone; $E = 2e$ la carica e $\frac{1}{2} mv^2$ l'energia cinetica di una particella α.

Supponiamo dapprima che la particella sia diretta esattamente verso il centro del nucleo atomico, cioè che se un urto potesse avvenire, questo fosse centrale. La carica di cui è affetto il nucleo atomico genera intorno a questo un intenso campo elettrostatico contro il quale la particella α (possedente una carica di egual segno) compie un lavoro a spese della sua energia cinetica. Possiamo calcolare la distanza minima b dal centro del nucleo, fino alla quale

1 idrogeno, 2 elio, 3 litio, 4 berillio, 5 boro, 6 carbonio, 7 azoto, 8 ossigeno, 9 fluoro, 10 neo, 11 sodio, 12 magnesio, 13 alluminio, 14 silicio, 15 fosforo, 16 solfo, ecc.

---

la particella può arrivare. A tale distanza è ovvio che tutta l'energia cinetica della particella si è trasformata in energia di posizione. Questa è data dal potenziale alla distanza b dal centro del nucleo (numericamente eguale al lavoro del campo quando la carica 1, posta alla distanza b, va all'infinito) per la carica E.

Avremo quindi:

$$\frac{m v^2}{2} = \frac{Ne}{b} \cdot E, \tag{1}$$

dalla quale, se è data la carica Ne del nucleo, si ha b. Inversamente, se si ri-

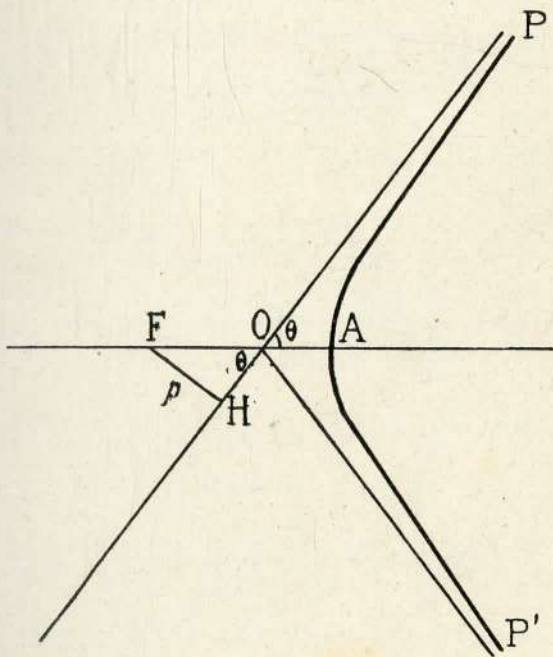



Fig. 29.

cava b con un altro mezzo, si ottiene la carica nucleare dell'elemento bombardato dai raggi α.

A questo scopo, consideriamo il caso che l'urto non sia centrale. Supposto in F (vedi fig. 29) il nucleo atomico, la particella subisca la deviazione φ. Sia $p = FH$ la distanza minima alla quale essa si avvicinerebbe al nucleo

Dunque, il *numero d'ordine* nel sistema periodico o *numero atomico* degli elementi è eguale alla carica positiva del

---

se non esistesse il campo deviante; PAP' la traiettoria della particella α; v la sua velocità in P; v' in A; $P\hat{A}P' = \varphi$.

Se riteniamo il nostro sistema nucleo-particella α come isolato ed il centro F fisso, possiamo applicare il noto teorema della invarianza del momento d'impulso; abbiamo allora

$$p\ v = \overline{FA} \cdot v'. \tag{2}$$

Inoltre, dovendo conservarsi inalterata anche l'energia totale del sistema, avremo:

$$\frac{1}{2} m\ v^2 = \frac{1}{2} m\ v'^2 + \frac{Ne\ E}{\overline{FA}}$$

da cui

$$v'^2 = v^2 \left(1 - \frac{b}{\overline{FA}} \right) \tag{3}$$

L'eccentricità ε dell'iperbole è $= 1 : \cos\theta$ e siccome è anche

$$\overline{FO} = \overline{OA}\ .\ \varepsilon$$

segue

$$\overline{FA} = \overline{FO} + \overline{OA} = \overline{FO}\left(1 + \frac{1}{\varepsilon}\right) =$$

$$= p \frac{1}{\operatorname{sen}\theta}\left(1 + \cos\theta\right) = p \operatorname{cotg}\frac{\theta}{2}.$$

Dalle (2) e (3) scende:

$$p^2 = \overline{FA}\left(\overline{FA} - b\right) = p \operatorname{cotg}\frac{\theta}{2}\left(p\ \operatorname{cotg}\frac{\theta}{2} - b\right).$$

Quindi

$$b = 2\ p\ \operatorname{cotg}\ \theta,$$

ed essendo

$$\varphi = \pi - 2\theta,$$

è:

$$p = \frac{b}{2}\ \operatorname{cotg}\frac{\varphi}{2}. \tag{4}$$

Questa relazione non è ancora applicabile sperimentalmente poichè non si conosce p.

Giriamo la difficoltà con un calcolo statistico. Supponiamo la particella di diametro trascurabile rispetto a quella d'un atomo della sostanza che attraversa.

Se in un cm³ di questa sostanza esistesse un solo atomo considerato immobile, la probabilità per la particella α di incontrarlo è ovviamente

$$x = \frac{\pi r^2}{1}$$

nucleo atomico oppure con altre parole: *il numero delle cariche elementari positive, che il nucleo presenta, determina il numero*

---

ove r è il raggio dell'atomo; cioè x rappresenta il rapporto fra la sezione massima dell'atomo e quella del cubo di lato uno. Se nel cubo si trovano n atomi invece di uno e lo spessore dello strato di sostanza non è più 1 ma t, la probabilità d'incontro diviene

$$x = n \pi r^2 t.$$

Analogamente la probabilità x' che la particella α attraversi l'atomo *entro* una distanza p dal centro è

$$x^1 = \pi p^2 n t.$$

Se per ipotesi questa probabilità è dell'1 % vuol dire che su cento particelle α, una passerà vicino al nucleo d'un atomo ad una distanza massima da questo eguale a p. La frazione del numero totale di particelle α che attraversa l'atomo ad una distanza dal centro di questo fra p e $p + dp$ sarà

$$d x' = 2 \pi p n t \cdot d p$$

Ma per la (4) è

$$d p = -\frac{b}{2} \frac{1}{2} \cdot \frac{1}{\operatorname{sen}^2 \frac{\varphi}{2}} d \varphi,$$

e

$$d x' = -\frac{\pi}{4} n t b^2 \operatorname{cotg} \varphi \frac{1}{\operatorname{sen}^2 \frac{\varphi}{2}} d\varphi. \qquad (5)$$

Quindi la frazione y di particelle che subiranno una deviazione φ compresa fra i limiti φ_1 e φ_2 sarà data dalla (5) integrata fra tali limiti:

$$y = \frac{\pi}{4} n t b^2 \left(\operatorname{cotg}^2 \frac{\varphi_1}{2} - \operatorname{cotg}^2 \frac{\varphi_2}{2} \right) \qquad (6)$$

Se allora mediante il metodo delle scintillazioni su uno schermo fluorescente (nota 1 a pag. 84) si contano le particelle α che vengono deviate fra φ_1 e φ_2, cioè determiniamo y, dalla (6) ricaviamo b che introdotta nella (1) ci dà Ne cioè la carica complessiva positiva del nucleo.

Seguendo in linea sostanziale questo metodo, Chadwick ottenne ultimamente in accuratissimi esperimenti per il platino, argento e rame dei valori di N eguali risp. a 77,4; 46,3 e 29,3. Il numero atomico di questi elementi è d'altra parte 78; 47 e 29, il che vuol dire che questi esperimenti confermano l'ipotesi (di cui nel testo) dell'eguaglianza fra il numero delle cariche elementari positive del nucleo ed il numero d'ordine del rispettivo atomo nella classificazione di Mendelejeff, eguaglianza che è fondamentale per la teoria atomica moderna.

d'ordine dell'elemento relativo nel sistema periodico, e quindi anche il suo peso atomico [1]. Poichè la successione degli elementi nel sistema periodico è in generale (tranne cioè alcune eccezioni) quella dei pesi atomici, ne deriva una conseguenza importante: la carica positiva del nucleo determina in pari tempo la *massa* dell'atomo.

Ma ciò non vuol dir altro che la massa è apparente, assolutamente come è apparente la massa degli elettroni negativi.

Questa è una deduzione ed una conclusione di grande audacia! Essa dice nientemeno, che la massa dei corpi che noi, fin dalla nostra fanciullezza, fummo abituati a considerare come ciò che più vi era di reale, di positivo, non è altro che una ingannevole apparenza! La prima esperienza che un bambino fa, in quanto egli urta contro lo spigolo di un tavolo, gli dà la ben determinata ed indimenticabile impressione della realtà della massa (riportandola nel campo scientifico, questa esperienza dice che per mettere in moto una massa è necessario una forza, cioè che la massa possieda un'*inerzia:* v. pag. 2). La massa appare al bambino ed appare a noi come ciò che di più evidente ed essenziale noi conosciamo della natura dei corpi.

E noi diciamo invece che è tutta apparenza! Non che noi si neghi gli effetti della massa, come precisamente il bambino li potè sperimentare allo spigolo del tavolo, o come li risente un soldato colpito da uno shrapnell. Noi spieghiamo soltanto che questi effetti non derivano da qualche cosa di speciale, che siamo soliti ad indicare come massa, bensì e solo dalle cariche portate dal nucleo atomico; noi affermiamo che la massa non è che una conseguenza della carica, che cioè essa non esiste di per sè, bensì come alcunchè di secondario, d'inconcepibile senza la carica.

Ma se la massa degli atomi è solo *apparente*, noi possiamo subito farci un'idea delle dimensioni del loro nucleo, di carica positiva.

---

[1] È doveroso ricordare che questa idea fu per la prima volta chiaramente espressa da VAN DER BROEK.

Infatti in base alla formola data a pag. 64 si ha:

$$\text{massa} = \frac{2}{3} \frac{\text{quadrato della carica (in unità elettrostatiche)}}{\text{raggio dell'elettrone} \cdot \text{quadrato della velocità della luce}}.$$

La massa di un atomo d'idrogeno è secondo pag. 26, eguale a $1{,}64 \cdot 10^{-24}$ g; la carica elementare (pag. 44) eguale a $4{,}74 \cdot 10^{-10}$ unità assolute elettrostatiche.

Quindi il raggio del nucleo d'idrogeno è

$$= \frac{2}{3} \frac{22{,}5 \cdot 10^{-20}}{1{,}64 \cdot 10^{-24} \cdot 9 \cdot 10^{-20}} = 1{,}0 \cdot 10^{-16} \text{ cm.}$$ [1]

A pag. 64 noi avevamo trovato il raggio di un elettrone (negativo) eguale a $1{,}9 \cdot 10^{-13}$ cm.; ora vediamo che il nucleo positivo, che comprende in sè tutta la massa dell'atomo d'idrogeno, ha un raggio che è circa 2000 volte minore di quello di un elettrone [2].

Per farci un'idea di questi ordini di grandezza, supponiamo l'atomo (di raggio dell'ordine di 10^{-8} cm.) rappresentato dalla terra (raggio = 6350 km.); il nucleo dell'atomo d'idrogeno corrisponderebbe allora ad una palla di 6 cm. di raggio, mentre un elettrone negativo assumerebbe il volume di una cattedrale, dato che il suo raggio sarebbe di 120 m. [3].

---

[1] Vedi anche la nota a pag. 62. μ nell'aria o nel vuoto è eguale a 1.

[2] Non bisogna dimenticare che qui si tratta di masse elettromagnetiche, non masse considerate nel senso materiale, per cui la formola dice che se si desidera una massa 2000 volte maggiore (essendo fisso e) bisogna diminuire il raggio di altrettanto (vedi anche a pag. 63).

[3] Se si attribuiscono alle forze elettrostatiche repulsive le deviazioni delle particelle da parte dei nuclei degli atomi attraverso i quali esse volano, bisogna che tali forze siano grandissime. Di conseguenza in base alla legge di COULOMB, secondo la quale le forze sono inversamente proporzionali ai quadrati delle distanze, quest'ultime devono essere infinitesime, come appunto il calcolo conferma. Si è calcolato che il raggio della particella α dev'essere dell'ordine di grandezza di 10^{-13} cm. Per cui se ci riportiamo all'esempio del testo, una particella α sarebbe rappresentata da una sfera non molto più grande di quella rappresentante l'elettrone; supposto ora il nucleo (6 cm. di raggio) al centro della terra, e l'elettrone negativo (120 m. di raggio) ruo-

Se noi supponessimo che tutti gli atomi, fino ai più pesanti, fossero muniti di un *unico* nucleo, potremmo facilmente calcolare i raggi di tutti questi nuclei, giacchè il numero delle cariche elementari degli atomi è determinato dal loro numero atomico o numero d'ordine nel sistema periodico, e la loro massa è data dal peso atomico. Ma poichè almeno degli atomi più pesanti, quali il radio, il torio, l'attinio, l'uranio, noi sappiamo che contengono dei nuclei d'elio [1], così noi dovremo considerare questi atomi e per supposizione la maggior parte di tutti gli altri, come conglomerati di un numero più o meno grande di tali nuclei; e tuttavia per quanto noi finora si abbia comprovata l'esistenza dei soli nuclei d'elio, non è detto che non sia possibile ch'essi atomi non ne contengano anche di altre specie, per esempio d'idrogeno, provvisti di una carica elementare, come vedremo in seguito.

Se però noi dobbiamo considerare il nucleo centrale degli atomi pesanti come un conglomerato, un complesso di nuclei più semplici, ne scende un'altra considerazione. Infatti un insieme di nuclei di carica positiva, sieno essi solo d'elio o d'idrogeno o nuclei di altra specie, non può formare senz'altro un conglomerato, perchè i diversi nuclei positivi si devono respingere mutualmente. Affinchè l'insieme dei nuclei costituisca un complesso stabile, è necessario quindi che nel nucleo complessivo esistano anche degli elettroni negativi, che favoriscano l'attrazione, l'agglomerarsi dei singoli nuclei particolari [2].

Noi dobbiamo dunque con gli atomi più pesanti (in modo certo con quelli delle sostanze radioattive, ma probabilmente

---

tante alla distanza da esso eguale al raggio terrestre (6350 km.) si capisce facilmente come una sfera (particella α) anche di diametro doppio dell'elettrone, possa traversare l'interno dell'atomo senza incontrare nè il nucleo, nè l'elettrone.

[1] Un atomo d'elio con 2 cariche elementari positive (particelle α) non è che un atomo d'elio privato dei suoi due elettroni satelliti e quindi un puro nucleo d'elio (vedi anche pag. 119).

[2] Neutralizzando in parte la carica delle particelle α costitutive.

anche con molti altri), considerare il nucleo centrale formato da tanti nuclei positivi elementari, e da un numero più o meno grande di elettroni negativi.

Ma poichè per ogni elettrone negativo nel nucleo complessivo, la carica totale positiva diminuisce di una unità, bisogna che si riuniscano tanti più nuclei elementari positivi, quanti più sono gli elettroni negativi, onde poter dare il numero atomico dell'elemento (che dipende appunto dalla carica complessiva positiva).

Per esempio un elemento di numero atomico 92 (uranio), se fosse soltanto composto di nuclei d'elio, ne richiederebbe 46 [1]. Affinchè questi nuclei d'elio (formanti il nucleo dell'uranio) stieno insieme bisogna aggregarvi un certo numero di elettroni negativi.

Per 2 elettroni negativi, necessiterebbero 47 nuclei d'elio, per 4 elettroni, 48 nuclei, ecc. Nel caso dell'uranio, dal suo peso atomico (238,2) e da quello dell'elio (4) seguirebbe che nel nucleo dell'atomo d'uranio potrebbero trovarsi al massimo 59 nuclei d'elio e 26 elettroni negativi [2].

Si vede che per poter affermare alcunchè di preciso sulla costituzione degli atomi si devono studiare tante possibilità di struttura e confrontarle con i dati sperimentali, quante ne è il caso nella chimica per le molecole complicate costituite da molti atomi. Così un campo nuovissimo, la stereochimica dei nuclei, analoga a quella delle molecole, si presenta a noi quale compito dei tempi futuri [3].

---

[1] Poichè: numero atomico = carica positiva complessiva; ma la carica positiva 92 non può essere data che da 46 nuclei d'elio di carica singola = 2.

[2] Infatti $238 : 4 = 59 + 2$; ma 59 nuclei hanno una carica positiva eguale a 118; quindi affinchè l'uranio abbia il numero atomico 92 bisogna aggiungere al suo nucleo 26 elettroni negativi: $118 - 26 = 92$.

[3] Tenendo presente che nella struttura nucleare il numero delle particelle β *cresce* (come è detto nel testo) col crescere dei nuclei d'elio (particelle α), i quali ultimi sappiamo essere parte integrante del nucleo dei diversi atomi, se consideriamo le trasformazioni radioattive a pag. 88, vediamo subito che quelle indicate con β si manifestano a coppie (cioè una vicina all'altra come pel UX_I, e UX_2, $MsTh_1$, e $MsTh_2$) nonchè, come particolarmente nelle dira-

L'isotopia negli elementi radioattivi.

Ciò che secondo la nostra interpretazione caratterizza un atomo, cioè lo fa diverso da tutti gli altri, è dunque il *nucleo*, vale a dire la sua *carica positiva*.

---

mazioni (termini C), successive a trasformazioni α. Ne deriva l'ipotesi molto attendibile dell'esistenza di gruppi $\alpha\,\beta\,\beta$, cioè di nuclei d'elio neutralizzati. Indichiamo tali *nuclei* α con α^1; essi concorrono bensì alla *massa* totale ma *non* alla *carica complessiva*, appunto perchè neutralizzati.

Così al principio della serie dell'uranio esiste la trasformazione α dell'U_I in UX_1 seguita da quella β dell'UX_1 in UX_2 cui succede la β dell'UX_2 in U_{II}: dunque una trasformazione α-β-β. Probabilmente la α non è che una α^1. Quando invece si trovano parecchie trasformazioni α in fila, è logico attribuirle proprio alle particelle α e non alle α^1.

Vi sono poi atomi (come appunto l'uranio I citato nel testo), che presentano un peso atomico, una massa non esattamente divisibile per 4 (vedi nota (2) a pag. 117); in generale la massa è rappresentata da

$$m = 4\,n + a$$

ove $$a = 1,\ 2,\ 3,$$

cioè da n nuclei d'elio (peso atomico = 4) più 1, 2 oppure 3 nuclei di peso atomico eguale a 1; ne conosciamo l'elemento corrispondente, che è l'idrogeno (si vedrà più avanti la conferma della partecipazione dell'idrogeno, nelle belle esperienze di RUTHERFORD); ma vi sono anche atomi che contengono, sempre nel nucleo, una particella β in più del numero necessario per neutralizzare un certo numero di particelle α; altri ancora che contengono fino a 3 nuclei d'idrogeno, e magari in più anche una particella β supplementare, cioè non appartenente ad alcun gruppo ($\alpha\beta\beta$).

Ora, FAJANS (il cui interessante libro sulla radioattività si legge volentieri per le geniali speculazioni che contiene) espone una legge (detta della instabilità) secondo la quale, quegli atomi i cui nuclei contengono elettroni negativi β *non appartenenti ad alcun gruppo costitutivo neutro* ($\alpha^1\beta\beta$ oppure $H\beta$) sono instabili; per es. i tre elementi radioattivi ThC'', ThC e $MsTh_2$ si trovano precisamente in queste condizioni ed emettono la particella β^- supplementare.

Consideriamo l'uranio I di peso átomico 238 circa e carica 92; la sua formola nucleare sarebbe

$$2\,(H\beta) + 46\ \alpha + 13\ (\alpha^1\ \beta\beta)$$

Peso atomico	$2 + 46 \cdot 4 + 13 \cdot 4$	$= 238$
Carica	$0 + 46 \cdot 2 + 0$	$= 92$

Da esso per emissione di una α^1 e di una β^- (UX_1) si ha l'UX_2 di peso ato-

Un atomo d'idrogeno è contraddistinto da un nucleo con *una* carica elementare, un atomo d'elio da un nucleo con *due* cariche elementari, ecc. Ora, intorno a questi nuclei si muovono secondo orbite ellittiche o circolari, degli elettroni negativi che precisamente *non* appartengono al nucleo. Se nel campo d'attrazione del nucleo dell'atomo di idrogeno non esiste *alcuno* di tali elettroni, noi abbiamo a che fare con un *ione* positivo H^+ d'idrogeno. Ma questo non è altro che il nucleo. Se invece nella sfera d'attrazione del nucleo d'H esiste *un* elettrone negativo, l'insieme costituisce un atomo d'idrogeno *neutro*. Se ne esiste anche un secondo, allora abbiamo un ione d'H negativo, cioè H^-. Parimenti con l'elio si possono distinguere degli atomi He^{++} a doppia carica positiva, che non sono altro se non nuclei ovvero particelle α; per aggiunta di uno o più elettroni negativi ne derivano atomi He^+ d'elio di carica positiva semplice, oppure atomi d'elio He neutri, infine si potrebbero avere atomi d'elio He^- e He^{--} di carica negativa. Tutte queste varie sostanze di diverso comportamento ottico ed elettrico sono però sempre dell'elio, perchè sono tutte caratterizzate dallo stesso nucleo.

Dunque nel caso degli atomi complessi e più pesanti dobbiamo far distinzione fra elettroni negativi che si trovano, o meglio, appartengono al nucleo centrale, e che chiameremo *elettroni nucleari*; ed elettroni negativi satelliti, esterni al nucleo, intorno al quale si muovono ad una distanza più o meno grande.

Un aumento od una diminuizione di questi ultimi non altera l'atomo. Ogni elemento, e quindi anche il suo comportamento chimico, è caratterizzato dalla carica positiva del nucleo.

---

mico 234 e carica 91, che emette raggi β:

	$2\ (H\beta) + 46\ \alpha + 12\ (\alpha^1 \beta\beta) + \beta^-$
Peso atomico	$2 + 46 \cdot 4 + 12 \cdot 4 = 234$
Carica	$0 + 92 + 0 - 1 = 91$

Ma appunto l'UX_2 è instabile (T = 1,15 m) come vuole la teoria.

Invece un'aggiunta o diminuizione degli elettroni negativi del nucleo, altera l'atomo, la sostanza, trasformandola in un'altra di proprietà chimiche diverse, così come trasforma la sostanza una variazione delle particelle α nel nucleo.

Se ora da questo punto di vista seguiamo di nuovo le trasformazioni radioattive, ci accorgiamo che, nel caso degli atomi pesanti, contenenti nel nucleo positivo anche elettroni nucleari, siamo indotti ad un allargamento delle nostre concezioni. Noi vedremo infatti *che due atomi, i quali, secondo le nostre considerazioni, dobbiamo ritenere come chimicamente equivalenti e che precisamente da questo lato si comportano in modo del tutto simile, possono tuttavia possedere dei pesi atomici diversi.*

Ciò contraddice in pieno al concetto che finora ci eravamo fatti dell'atomo. Poichè la caratteristica principale dell'atomo per mezzo della quale si distingueva un atomo dall'altro, era finora costituita dal peso atomico.

Quando una sostanza, con una determinata carica nucleare espelle una particella α^{++}, la sua carica positiva diminuisce di 2 unità. Se in seguito espelle una particella β^{-}, cioè un elettrone nucleare, la sua carica positiva diminuisce d'una unità negativa, cioè cresce di una unità positiva. E se infine perde ancora una altra particella β^{-} la carica nucleare ritorna esattamente quella di prima: si ottiene cioè un atomo chimicamente equivalente al primo.

E pure i pesi atomici di queste due sostanze, la primitiva e quella risultante dalla perdita di una particella α e di due β, sono diversi, poichè le masse degli atomi risiedono essenzialmente nella carica positiva del nucleo, quindi nel nostro caso nelle particelle α, mentre quelle β possiedono solo la 1835ª parte della massa dell'atomo d'idrogeno, per cui concorrono sempre limitatissimamente alla massa totale dell'atomo. E si vede: l'elemento derivato dall'espulsione di una particella α e di 2 β presenta un peso atomico di 4 unità minore del primitivo.

Ma poichè la carica positiva del nucleo è la stessa per ambedue, i due corpi non diversificano chimicamente, ed appar-

tengono al medesimo posto nel sistema periodico degli elementi. I due atomi non sono identici, dato che il numero di particelle α e β racchiuse nel loro nucleo è diverso, ma chimicamente non li possiamo distinguere.

Tali elementi, di carica nucleare complessiva eguale, ma diversi per il *numero* delle cariche positive e negative *entro* il nucleo, si chiamano *isotopi* [1].

Nell'esame delle sostanze radioattive si osservano so-

---

[1] *Isotopo* (SODDY) vuol dire: che occupa lo stesso posto. L'insieme degli isotopi, cioè degli elementi appartenenti allo stesso gruppo di dato numero atomico si dice *pleiade* (FAJANS).

L'*isotopia* fornì la soluzione del problema di fare entrare una quarantina di nuovi elementi radioattivi nel sistema periodico, nel quale erano, al tempo della scoperta del radio, liberi soltanto 7 posti fra il bismuto e l'uranio. Essa fu per la prima volta osservata nel 1907 da Mc. COY e ROSS, i quali non trovarono alcun mezzo per separare il torio dal radiotorio. Un esempio classico d'isotopia è dato dal *RaD* e dal piombo della pechblenda che ne è reso radioattivo. PANETH e HEVESY tentarono nel 1913 in tutti i modi di variare il rapporto fra le due sostanze, ma non vi riuscirono; e peraltro il *RaD* si può sempre e facilmente riconoscere per mezzo delle sue proprietà radioattive. Un altro caso è dato dal torio della pechblenda che è 100.000 più volte attivo del comune torio. Questa attività è dovuta al ionio, dal quale il torio della pechblenda non si può separare. Se fosse possibile separare un giorno quantità discrete di *RaD* o *Io* essi apparirebbero al chimico, in base ad un'analisi qualitativa, come piombo e torio, ed è solo grazie ai metodi radioattivi che si è potuto riconoscere in tali sostanze dei nuovi elementi.

Gl'isotopi radioattivi si possono dividere in diverse classi (*Aston*):

1° Isotopi che possiedono solo la stessa carica nucleare e la stessa disposizione del corteo d'elettroni satelliti; esempio: radio e mesotorio *I*.

2° Isotopi che in più di quelli del tipo 1° hanno la stessa massa nucleare, cioè il medesimo peso atomico; esempio: ionio e uranio *Y*.

3° Isotopi possedenti nuclei identici riguardo al numero dei loro costituenti ma differenti riguardo alla disposizione di questi ultimi, vale a dire stessa massa, stesso numero atomico, ma differente orientamento delle particelle (α, β, H) costituenti il nucleo e quindi differenti probabilità di disintegrazione. Esempio: radio *D* e attinio *B*.

4° Isotopi aventi, in più di quelli del tipo 1°, la stessa disposizione dei componenti del nucleo e così la stessa probabilità di disintegrazione. Tali isotopi esistono ma finora non abbiamo i mezzi per distinguerli fra loro. Esempio: radio C'' e attinio C''.

La tabella seguente (fig. 30), che raccoglie diagrammaticamente le tre serie radioattive permette di seguire tale classificazione.

I numeri sotto gli elementi sono i pesi atomici, quelli laterali i numeri

U
Pa
Th
Ac
Ra
—
Rn
—
Po
Bi
Pb
Tl
92
91
90
89
88
87
86
85
84
83
82
81
U I 238
UX1 234
UX2 234
U II 234
Ionio 230
Radio 226
Radon 222
RaA 218
RaB 214
RaC 214
RaC' 214
RaC" 210
RaD 210
RaE 210
Polonio (RaF) 210
Pb (RaG) 206
U Y (?)
Proto-attinio 230
Attinio (226)
Radio-attinio (226)
AcX (222)
Attinon (218)
AcA (214)
AcB (210)
AcC (210)
AcC' (210)
AcC" (206)
Pb(AcΩ) (206)
Torio (232)
MsTh1 228
MsTh2 228
Radiotorio 228
ThX 224
Toron 220
ThA 216
ThB 212
ThC 212
ThC' 212
ThC" 208
Pb(ThΩ) 208

Fig. 30.

vente simili casi di elementi chimicamente inscindibili, per quanto di peso atomico diverso; essi furono spiegati solo più tardi mediante la teoria nucleare degli atomi (1).

Per darne un esempio, partiamo dal punto comune uranio (uranio 1) di peso atomico 238,2, e di carica nucleare 92.

Osserviamo: mediante l'emissione di una particella α il peso atomico diminuisce di 4 unità e la carica nucleare di 2 unità. Per contro con l'emissione di una particella β il peso atomico non vien (essenzialmente) variato, mentre la carica del nucleo aumenta di un'unità positiva.

La già ricordata serie di trasformazione dell'uranio, attraverso il ionio, il radio, ecc., dà la tabella seguente (vedi fig. 31), ove i pesi atomici sono dati senza decimali (2).

Da questa serie si riconosce che agli elementi radio *A* e radio *F* (polonio) spetta il numero atomico 84. Essi sono quindi isotopi. Il radio *C'* che deriva dal *C* per emissione di una particella β, è pure un isotopo col radio *A*.

Inoltre il numero atomico 83 spetta al radio *C* ed al radio *E*, due isotopi.

---

atomici e di fianco ad essi i *tipi* chimici cui gli elementi della stessa orizzontale appartengono.

I pesi atomici della serie dell'attinio sono ipotetici.

Gli elementi di egual peso atomico ma di diverso numero atomico e quindi di proprietà differenti furono chiamati *isobari* (v. fig. 31).

(1) Dalla teoria nucleare scendono di conseguenza le *leggi di spostamento* delle sostanze radioattive, leggi che permisero di classificarne molte, la cui esistenza era troppo breve per determinarne le proprietà chimiche.

Queste leggi sono:

1° In ogni trasformazione radioattiva con emissione di raggi α, l'elemento si trasporta nel sistema periodico di due gruppi verso sinistra, cioè in altri termini, il suo numero atomico diminuisce di due unità.

2° In ogni trasformazione radioattiva con emissione di raggi β l'elemento si sposta d'un gruppo verso destra, ovvero, ciò ch'è lo stesso, il suo numero atomico cresce di un'unità.

(2) Nella tabella (dal FAJANS l. c.) le freccie verso sinistra indicano le trasformazioni α, verso destra le β. I numeri laterali sono i pesi atomici e si riferiscono agli elementi della stessa orizzontale; i romani, i gruppi; quelli sotto ai romani, i numeri atomici. I simboli della riga obliqua inferiore dànno il tipo chimico cui appartengono i diversi elementi sovrastanti.

Infine il numero atomico 82 appartiene agli elementi: radio *B*, radio *D* e al radio *G* (o Ω).

Si era già da lungo tempo congetturato che questo radio Ω, ultimo termine della serie dell'uranio, fosse il *piombo*, il cui numero atomico è 82, ed il peso atomico 207,2. Siccome poi il

Fig. 31.

radio *B* e il radio *D* sono isotopi col radio Ω, così essi devono essere pure del piombo, cioè non chimicamente distinguibili dal piombo, però di peso atomico differente. Ne consegue che devono esistere dei piombi di differente peso atomico, a seconda della loro genesi, per esempio un tipo di piombo costi-

tuito da radio *D*, un altro da radio *G*, i cui pesi atomici sono 210 e 206, mentre il peso atomico del piombo ordinario è 207,2. Questa deduzione è stata sperimentalmente comprovata da HÖNIGSCHMIDT attraverso accuratissime ricerche, nelle quali egli trovò realmente per il piombo contenuto nella pura pechblenda, cioè in una sostanza comprendente elementi radioattivi, il peso atomico 206 (piombo d'uranio) invece del solito 207,2.

Le grandi differenze che teoricamente possono verificarsi nei pesi atomici del piombo (fra 214, radio *B* e 206, radio *G*), non possono naturalmente verificarsi in pratica, perchè il radio *B*, *D* e *G* non può esistere che in quantità piccolissime (1).

---

(1) Il piombo ha concorso alla convalidazione della teoria degli isotopi di SODDY, e ciò precisamente per opera del chimico, che aveva più degli altri ragione di dubitare della teoria, non potendo egli concepire che una stessa sostanza presentasse un peso atomico diverso.

BOLDWOOD, nel 1905, indicò per primo il piombo come termine finale della serie dell'uranio, basandosi sul fatto che si trovava del piombo in tutti i minerali d'uranio ed in quantità (per minerali della stessa êra geologica) proporzionali al tenore d'uranio, crescenti invece con l'età, per minerali di êra diversa.

Ambedue questi casi erano da aspettarsi, supposto il piombo derivare dalla lenta disintegrazione dell'uranio ed il continuo suo accumularsi nel minerale.

Ora in base alle trasformazioni radioattive, cioè per via dell'espulsione di un certo numero di particelle α, il piombo d'uranio doveva avere un peso atomico eguale a 206, il piombo di torio, ultimo termine della serie di questo, 208, mentre il piombo ordinario aveva un peso atomico di 207,2. Quindi se per esempio il piombo estratto dai minerali d'uranio discendeva da questo, doveva presentare un peso atomico inferiore a 207,2, e quello estratto dai minerali di torio, superiore a 207,2. Dovevano cioè esistere diversi piombi eguali dal punto di vista chimico e diversi per peso atomico; ciò che confermava l'esistenza degli isotopi.

Le accurate verifiche dei pesi atomici, intraprese da SODDY, CURIE, FAJANS e HONIGSCHMIDT ed altri, furono di brillante conferma per la teoria.

Il valore minimo per il piombo d'uranio venne trovato eguale a 206,05, il massimo per il piombo di torio, a 207,9 molto vicini, come si vede, ai valori teorici.

In quanto al piombo ordinario, indistinguibile da quello d'uranio e torio, si suppone sia un miscuglio di questi ultimi. Ma poichè del piombo, preso in luoghi diversi e di êre diverse, si dimostrò sempre di peso atomico 207,2 bisogna che la sua composizione (cioè le quantità relative di piombo d'uranio

Se poi si considerano anche le altre serie radioattive si constata che il piombo ha oltre il radio B, D e G, per isotopi anche l'attinio B, e Ω nonchè il torio B e Ω.

Una trattazione completa di questo argomento non è oggi ancora possibile, poichè in molti casi le osservazioni sulle trasformazioni successive delle sostanze radioattive non dànno ancora sufficiente affidamento.

L'isotopia negli elementi comuni, secondo Aston.

D'altra parte ci sta davanti agli occhi la possibilità che, non solo fra gli elementi radioattivi, ma anche fra quelli comuni, possano esistere degli isotopi, cioè che due elementi possano possedere un'egual carica nucleare e comportarsi chimicamente in modo assolutamente identico, pur dimostrando un diverso peso atomico, perchè il nucleo, ad onta della stessa carica, possiede una diversa struttura.

Tali sostanze noi non le possiamo separare per via chimica, mentre il peso atomico di un elemento che si compone di due isotopi in quantità diverse, e che noi consideriamo come unico, avrà un valore che starà fra i pesi atomici dei due isotopi. Ne deriva una possibile interpretazione dei notevoli scostamenti dei pesi atomici da numeri interi (vedi pag. 10), scostamenti in tanti casi [come col cloro (35,46)], assolutamente confermati; gli elementi corrispondenti potrebbero infatti essere costituiti da isotopi di massa diversa, ed allora la fisica ci dà *un* mezzo per riconoscerli, almeno allo stato di gas. Basta far passare per tali gas dei raggi canali, affinchè la carica specifica di quest'ultimi sia diversa a seconda che la carica positiva aderisca all'atomo dell'uno o dell'altro isotopo.

---

e di torio) sia stata sempre la stessa in tutti i luoghi. Si può pensare, che esistendo l'uranio ed il torio prima del raffreddamento ed indurimento della crosta terrestre, i relativi piombi poterono mescolarsi allo stato liquido; ma non si vede ancora come si sieno sempre potuti combinare in quantità costanti.

Quindi mediante lo spettrografo di massa (pag. 74) si deve poter verificare una diversa deviazione delle due specie di raggi canali. In realtà questo mezzo si è dimostrato adattissimo per risolvere la questione.

Aston (vedi pag. 74) riuscì in molti casi a dimostrare, che sostanze apparentemente semplici erano composte da due o più isotopi. Per esempio il neo che possiede il peso atomico 20,2 si palesò come un composto di due isotopi di massa 20 e 22. La fig. 32 riproduce uno spettro di massa d'Aston, ottenuto da un miscuglio, già ricordato a pag. 75 di 20% di neo e 80% di ossido di carbonio (CO). Si vedono chiaramente oltre le 5 linee (o striscie) già ricordate, e corrispondenti ai pesi atomici 12 ÷ 16, altre due linee, di pesi atomici 20 e 22,

Fig. 32.

che rappresentano gli isotopi del neo e delle quali la prima è notevolmente più intensa della seconda, cosicchè si trova unito al neo (di massa 20) solo una piccola quantità di *metaneo* (di massa 22).

Inoltre a sinistra si scorgono altre due linee, che spettano al neo ed al metaneo di carica doppia, pei quali dunque le masse apparenti sono 10 e 11 [1].

Nella stessa guisa, Aston dimostrò che il cloro è un composto di due isotopi di masse 35 e 37, di cui il primo lascia sullo

[1] Il neo è un gas inattivo che fa parte dell'atmosfera nel rapporto del 0,00123 per cento, in volume. Il metaneo fu scoperto da J. J. Thomson nel 1913 mediante l'analisi con i raggi positivi (vedi pag. 69). Subito dopo, Aston tentò la separazione dei due isotopi del neo con la distillazione e la diffusione frazionata e ripetuta un gran numero di volte, senza riuscirvi in modo sensibile. Ed anche oggigiorno ad onta dei tanti mezzi sperimentali i risultati dei tentativi fatti per separare gli isotopi di alcune sostanze, sono minimi: nei casi in cui si può lavorare su quantità discrete di elemento, il metodo usato non fornisce un grado di separazione sufficiente, mentre se, come con i raggi positivi, la separazione è completa, le quantità ottenute sono insignificanti.

schermo una traccia da 3 a 4 volte più intensa di quella del secondo [1]. Il fluoro, il fosforo e l'arsenico di massa 19, 31,04 e 74,96 non presentano isotopi; per il solfo (32,06) si rimase molto in dubbio se ne avesse uno; il boro (10,9) esibì due isotopi di massa 10 e 11, il silicio (28,3) tre: 28; 29 e forse 30; il bromo (79,92) due: 79 e 81; il iodio (126,92) invece non mostrò di averne. Con l'argo (39,9) oltre all'isotopo 40 si palesò un secondo di massa 36 nella proporzione del 3 %, col cripto (82,92) si trovarono ben sei isotopi di masse 84, 86, 82, 83, 80 e 78 ordinati secondo la loro intensità; lo xeno (130,2) dimostrò di avere 7 isotopi certi di masse 129, 132, 131, 134, 128, 130 e due incerti (126) e (124). Il mercurio (200,6) oltre ad una banda ininterrotta (cioè una traccia allungata) corrispondente alle masse 197 ÷ 200 lasciò traccie relative ad un isotopo 202 e ad un altro più debole 204.

È interessante ricordare che Brönstedt e Hevesy riuscirono, mediante distillazione frazionata, a separare *in parte* gli isotopi del mercurio; essi trovarono che il mercurio si comporta *come se fosse* un miscuglio in parti eguali (in volume) di 2 isotopi di masse 202,0 e 199,2; oppure di due isotopi di 201,3 e 199,8 se il primo si trova in quantità 4 volte superiore al secondo e così via [2].

Fra gli alcali, Thomson verificò i due isotopi 6 e 7 del litio (6,94), mentre Aston non ne trovò per il sodio (23). Il potassio (39,10) presenta un isotopo 39 ed uno più debole 41, il rubidio

---

(1) Il cloro ha peso atomico 35,46, per cui deve prevalere l'isotopo 35. Ma sembra (dall'esame degli spettri di massa) che esista anche un terzo isotopo 39. Anche qui si presenta la questione come mai in natura la miscela sia costante. Evidentemente la massima parte del cloro esisteva già quando la terra era allo stato di gas, e quindi i due isotopi poterono mescolarsi. Ma la costanza del loro rapporto non si spiega. Tuttavia è interessante sapere che la signora Curie ha estratto un cloro da un salgemma dell'Africa centrale di peso atomico 35,6.

(2) Lo studio delle parabole ottenute col *Hg* nella analisi con i raggi positivi permise a Thomson di dimostrare che un atomo di *Hg* può portare fino a 8 cariche positive, cioè perdere 8 elettroni, e dar quindi luogo a 8 parabole diverse.

	O	I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII
		a b	a b	a b	a b	a b	a b	a b	
1 H 1,008	**2** He 4,00	**3** Li 7; 6	**4** Be 9	**5** B 11; 10	**6** C 12	**7** N 14	**8** O 16	**9** F 19	
	10 Ne 20; 22	**11** Na 23	**12** Mg 24; 25; 26	**13** Al 27	**14** Si 28; 29; (30)	**15** P 31	16 S 32	**17** Cl 35; 37	
	18 A 40; 36	**19** K 39; 41	**20** Ca 40; (44)						**26** Fe 56; (54) **28** Ni 58; 60
	36 Kr 84; 86; 82; 83; 80; 78	**37** Rb 85; 87	**30** Zn 64; 66; 68; 70			**33** As 75	33 Se 80; 78; 76; 82; 77; 74	**35** Br 79; 81	
	54 X 129; 132; 131; 134; 136; 128; 130; (126); (124)	**55** Cs 153			**50** Sn 120; 118; 116; 124; 119; 117; 122; (121)			**53** I 127	
			80 Hg (197 200); 202; 204						

Fig. 33.

(85,45) pure due isotopi 85 e 87 mentre il cesio (132,81) non ne dimostrò finora nessuno. L'elio (4), il carbonio (12) l'azoto (14,01) e l'ossigeno (16) non hanno isotopi. Notevole è che i nuovi elementi (isotopi) scoperti, possiedono pesi atomici *interi* qualora ci si riferisca all'ossigeno eguale a 16. Con questa scala (O = 16) l'idrogeno non manifesta tuttavia il peso atomico 1 bensì 1,008 [1].

Se noi ordiniamo questi bellissimi risultati secondo il sistema periodico degli elementi, noi otteniamo per le sostanze esaminate la precedente compilazione, nella quale si trovano indicate, per ordine d'importanza, le masse atomiche degli isotopi e degli elementi semplici, considerati da un punto di vista isotopico (vedi fig. 33).

In questa inaspettata guisa si è potuto risolvere il difficile enigma dei forti scostamenti di taluni pesi atomici dal numero intero, con che, da questo lato, non si oppone più all'ipotesi di PROUT (pag. 10) alcuna importante contraddizione [2].

---

(1) Si è sicuri che lo scostamento dell'H dal numero intero non è dovuto alla presenza d'isotopi. Il peso atomico 1,008 è convalidato dal fatto che nello spettro di massa la traccia dell'H_2 è spostata rispetto a quella dell'elio più di quello che sarebbe il caso se l'elio fosse di massa doppia della molecola di idrogeno. Quindi l'idrogeno deve pesare *più* di 1 rispetto all'$He = 4$, cioè all'$O = 16$.

Ricordiamo qui che THOMSON nell'analisi coi raggi positivi individuò una parabola dovuta ad una massa 3; probabilmente essa si riferisce ad una molecola d'idrogeno con 3 atomi = H_3.

(2) In realtà sebbene la scoperta degli isotopi abbia rimossa la difficoltà degli scostamenti maggiori, come quelli del cloro e del neo, non ha risolta la questione degli scostamenti più piccoli ma non meno reali di molti altri elementi, e particolarmente dell'idrogeno stesso. Ma di ciò si tratterà nei prossimi capitoli.

CAPITOLO IV.

Gli spettri dei raggi Röntgen e la teoria nucleare degli atomi

La natura ondulatoria della luce.

La *teoria nucleare degli atomi* ha avuto una brillante ed inaspettata conferma per via delle ultime ricerche sui raggi X [1].

---

[1] I raggi X sono dovuti al bombardamento d'una lastrina o di un blocco metallico (per es. di platino o tungsteno) da parte di elettroni animati da

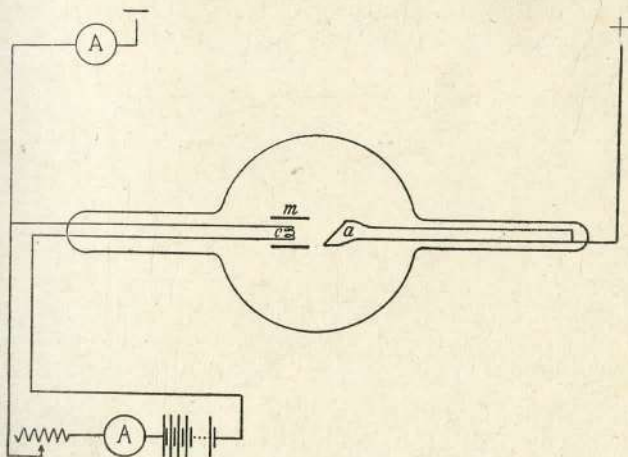



Fig. 34.

grande velocità. Gli elettroni partono dal catodo c di un tubo di scarica (fig. 34) ed incontrando la lastrina o il blocco metallico costituente l'anticatodo a, si suppone dieno luogo ad una perturbazione elettromagnetica propagantesi

Dal momento della loro scoperta (nel 1895) fino all'anno 1912 le ricerche scientifiche sui raggi Röntgen avevano, come è noto, fatti ben pochi passi innanzi. Fin dall'inizio si sapeva che esistevano raggi X di diversa specie, cioè dei raggi *duri* e dei raggi *molli*. La differenza sta nel fatto che i raggi duri vengono poco assorbiti da un corpo, per esempio un pezzo d'alluminio di determinato spessore, mentre quelli molli lo sono molto di più. Ogni tubo produttore di raggi X emette tanto raggi duri quanto raggi molli, in diverso rapporto; emette cioè una radiazione *eterogenea*, non una omogenea composta da raggi di una sola qualità [1].

---

con la velocità della luce e costituente appunto i raggi X. Nell'ampolla regna un certo grado di vuoto. Più questo è spinto, più è alta la differenza di potenziale agli elettrodi necessaria per il funzionamento del tubo. La *durezza* dei raggi X cresce con la velocità degli elettroni, quindi con il grado del vuoto e la tensione applicata. Oggigiorno allo scopo di ottenere dei raggi di voluta durezza ed intensità si costruiscono, fra altri, i tubi COOLIDGE (di cui la fig. 35 è un tipo con raffreddamento ad acqua dell'anticatodo) ed i tubi LILIENFELD, nei quali l'emissione degli elettroni (e quindi la *intensità* dei raggi X) è regolata dal grado d'incandescenza cui si eleva il catodo e la velocità degli elettroni

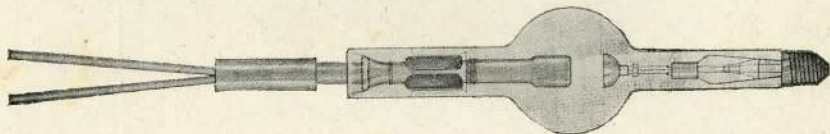



Fig. 35.

(da cui dipende la *durezza* dei raggi X) dalla tensione applicata. In questi tubi il catodo assume la forma speciale a filamento, visibile nella figura schematica ove m è uno schermo in molibdeno il cui ufficio è di concentrare gli elettroni sull'anticatodo a.

Nella stessa figura si osserva in basso il circuito per riscaldare il filamento, in alto la presa d'energia ad alta tensione (fino ad oltre 300.000 volt) necessaria per generare il campo fra c ed a.

Per le applicazioni dei raggi X vedasi in appendice alla nota II.

[1] Una radiazione omogenea è costituita quindi da onde aventi tutte la stessa lunghezza. Più l'onda è breve, più il raggio è penetrante.

Sia I l'energia d'un fascio omogeneo di raggi X che attraversa una sostanza in una certa direzione; è facile concepire che la quantità di cui questa

Ora il problema più importante che si presentò al fisico, fu quello della natura di questi raggi; erano essi di tipo corpuscolare (come gli α e i β) oppure ondulatorio, simili cioè a quelli della luce?

La seconda supposizione appariva come la più probabile, dati i risultati sperimentali; d'altra parte esistevano delle differenze notevoli fra raggi X e raggi luminosi, per cui la questione non venne subito risolta.

Come è noto la luce consiste in un moto ondulatorio [1].

---

energia diminuisce nell'attraversare la sostanza è proporzionale tanto allo spessore di questa, quanto alla quantità d'energia disponibile prima dello strato.

Il *coefficiente di proporzionalità*, cioè *d'assorbimento*, indica la frazione d'energia assorbita per unità di spessore.

Quindi se è $d\,I$ la energia assorbita lungo il cammino $d\,x$ nella sostanza si ha:

$$-\,d\,I = \mu\,I\,d\,x.$$

Integrando ed indicando con I_0 l'energia prima dell'assorbimento e con I quella che ha attraversato la sostanza, si ha

$$I = I_0\,e^{-\mu x}$$

Il coefficiente μ è una proprietà atomica, cioè non dipende (in prima approssimazione) dallo stato fisico o chimico della sostanza, bensì solo dal numero di atomi contenuti nello strato assorbente. Ne deriva che il rapporto $\frac{\mu}{\rho}$ del coefficiente d'assorbimento alla densità è costante per una data sostanza ed una stessa radiazione, quale che sia lo stato fisico o chimico della sostanza stessa. Esso è quindi più utile a conoscersi che non μ e si chiama *coefficiente massico d'assorbimento* (espresso in $cm^2/gr.$).

L'energia si può misurare mediante la camera di ionizzazione ed un elettrometro.

L'*inomogeneità* proviene in parte dal fatto che non sempre si ha disponibile una differenza di potenziale costante (che porterebbe allora ad una egual velocità degli elettroni), in parte per il diverso numero di molecole ed atomi gassosi incontrati dagli elettroni partenti dal catodo, con che varia pure la velocità d'arrivo degli elettroni sull'anticatodo.

[1] NEWTON (1669) supponeva che i fenomeni luminosi fossero dovuti a delle particelle infinitamente piccole ed elastiche propagantisi con velocità di 300 mila km. al secondo in ogni direzione, lanciate dalla sorgente luminosa a guisa di proiettili, seguenti una traiettoria rettilinea e sottoposte alle leggi dei corpi elastici. HUYGHENS invece, considerava la luce come un moto ela-

Essa si propaga nello spazio con una velocità di 300000 km. al secondo. La lunghezza d'onda dei raggi di luce è straordinariamente piccola e diversa per i vari colori. I raggi rossi

---

stico ondulatorio dell'etere, al quale tale moto veniva trasmesso dagli atomi in vibrazione dei corpi luminosi. Secondo questa teoria un atomo oscillando comunica il suo moto alle particelle di etere vicine, le quali a loro volta, agendo sulle circostanti, generano l'onda luminosa. Ogni particella oscilla in un piano normale alla direzione di propagazione, cioè senza spostarsi nella direzione del raggio. Similmente preso in mano un capo di una fune orizzontale, sufficientemente tesa, ed abbassando ed alzando periodicamente la mano, i diversi punti della fune oscillano in alto ed in basso senza spostarsi longitudinalmente, mentre si vede il moto ondulatorio prodotto (schematizzato nella fig. 36) propagarsi lungo la fune.

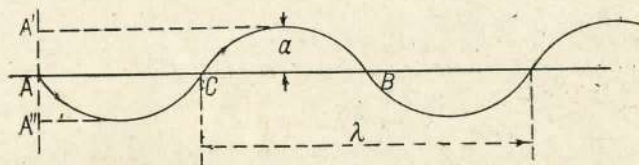



Fig. 36.

Due punti come A e B distano fra loro di una lunghezza d'onda e si dicono in concordanza di fase; A e C di una semionda e sono in opposizione di fase; a è l'ampiezza dell'oscillazione; T il periodo, cioè il tempo impiegato a compiere una oscillazione completa (ovverosia il tempo per la particella in A di toccare A' poi A'' e tornare in A); ν (frequenza) il numero delle oscillazioni al secondo; c la velocità di propagazione della luce; λ la lunghezza d'onda; si ha

$$\lambda = \frac{c}{\nu} = c.T$$

Passando alla teoria elettromagnetica della luce, se supponiamo d'avere una carica elettrica oscillante (che può essere anche un elettrone) questa fa un ufficio simile a quello della mano nel caso precedente della fune.

Mentre nel caso di moto uniforme e rettilineo della carica, questa trascina con sè invariato il suo campo elettromagnetico e non emette energia, invece del moto non uniforme si ha una variazione del campo magnetico e del campo elettrico concatenato, cioè una perturbazione elettromagnetica, una energia radiante che si propaga con la velocità della luce.

Se il fenomeno è periodico il campo magnetico e quello elettrico riprendono sempre lo stesso valore in determinati punti equidistanti lungo il raggio di propagazione, cioè ad intervalli λ eguali. Si può quindi chiamare λ la lunghezza dell'onda elettromagnetica, con che se T è il periodo dell'oscil-

hanno una lunghezza di circa 760 milionesimi di millimetro, quelli violetti di circa 380 milionesimi. Queste lunghezze si esprimono oggi opportunamente mediante un'unità che è un decimilionesimo di millimetro (10^{-8} cm.) chiamata unità ÅNGSTRÖM (U. Å.) (1).

In base a questa unità la lunghezza d'onda degli estremi raggi rossi è di circa 6700 Å., quella degli estremi raggi violetti 3800 Å. (2).

La teoria ondulatoria della luce sembra a tutta prima contraddire all'osservazione diretta. Imperocchè la luce si diffonde, come la più semplice esperienza lo dimostra, secondo *raggi rettilinei*, nè contorna gli ostacoli, cioè i corpi capaci di pro-

---

lazione si ha come prima

$$c = \lambda \nu = \frac{\lambda}{T}$$

ove ν è di nuovo la frequenza, λ rappresenta dunque il tratto di cui si propaga la perturbazione nel tempo che la carica compie una oscillazione completa. Le perturbazioni elettromagnetiche (cioè le direzioni delle forze elettrica e magnetica) sono sempre normali alla direzione della radiazione (onde trasversali), così come la particella d'etere nel caso della teoria ondulatoria oscilla sempre in senso normale al raggio. Inoltre la direzione del campo magnetico è a 90 gradi con quella del campo elettrico.

In altre parole, rappresentando con le linee di forza lo stato di tensione elettrico e magnetico in cui si trova il mezzo, le linee di forza del campo elettrico sono normali a quelle del campo magnetico e tanto le une che le altre, normali al senso di propagazione della perturbazione.

HERTZ con le sue classiche esperienze ha contribuito a convalidare questa teoria elettromagnetica della luce, in quanto dimostrò che le onde elettromagnetiche si riflettono, rifrangono ed interferiscono come quelle luminose.

Tuttavia tale teoria fu presto riconosciuta insufficiente per spiegare le particolarità dell'emissione della luce da parte della materia, e si venne così alla teoria dei quanti ed all'atomo di BOHR di cui si dirà nei capitoli successivi.

(1) Oltre all'Å. che è eguale a 0,1 $\mu\mu = 10\,\mu^{-4} = 10^{-7}$ mm. $= 10^{-8}$ cm., esiste in spettroscopia anche l'unità $X = 10^{-11}$ cm. Il μ (micron) è eguale ad 1 millesimo di millimetro.

(2) L'occhio non percepisce radiazioni il cui numero di vibrazioni sia superiore a $800 \cdot 10^{12}$ e minore di $400 \cdot 10^{12}$ al secondo, cioè le cui lunghezze d'onda sieno minori di 3800 Å. e maggiori di 7600 Å.

durre ombra, mentre un moto ondulatorio si comporta del tutto diversamente.

Infatti quando le onde d'uno stagno urtano contro un ostacolo, per esempio una roccia che emerge dalle acque, si vedono le onde seguire il contorno della roccia e l'acqua dietro di questa entrare in vibrazione: le onde hanno girato l'ostacolo. Ed anche il suono, che è pure un moto ondulatorio ([1]), contorna, come si sa, gli ostacoli: una sorgente sonora è percettibile anche se per arrivare a noi, il suono non può seguire un cammino diretto.

Ma con la luce, non sembra sia questo il caso. Se si dirigono le onde luminose su uno schermo opaco, dietro di questo non si vede nulla, cioè sembra che la luce non possa contornare lo schermo. In verità ciò non è che apparenza. La luce gira realmente intorno agli ostacoli; uno spigolo la devia dalla sua traiettoria rettilinea, ed è precisamente questo il fatto per il quale noi dobbiamo ritenere che la luce sia un moto ondulatorio.

A causa della piccolezza della lunghezza d'onda bisogna ad ogni modo che gli ostacoli posti sul cammino d'un raggio di luce sieno molto piccoli e stretti, per ottenere che il fenomeno della deviazione ([2]) si manifesti in modo sensibile. In ottica

---

([1]) La propagazione del suono nell'aria avviene per *vibrazione longitudinale* delle particelle d'aria, cioè nella direzione dell'onda, non in quella trasversale. Sono continue compressioni e rarefazioni che partendo dalla sorgente sonora giungono alla membrana del timpano del nostro orecchio mettendolo in vibrazione. Tolta l'aria non si sente più nulla mancando il mezzo di trasmissione.

([2]) Dunque le discordanze apparenti con la propagazione del suono e delle onde liquide sono da attribuirsi alla estrema piccolezza delle lunghezze d'onda della luce.

La spiegazione della diffrazione nella teoria ondulatoria si basa sul principio di HUYGHENS. Supposta una sorgente luminosa puntiforme, questa comunica al mezzo circostante che supponiamo omogeneo ed isotropo, delle vibrazioni che si propagano uniformemente e con la medesima velocità in ogni direzione. Se intorno al punto luminoso descriviamo una sfera, tutti i punti di questa si trovano quindi, rispetto alla perturbazione che vi arriva, in concordanza di fase (superficie d'onda).

Ora il principio dice, che ognuno di questi punti (ed in generale ogni punto dello spazio investito da un'onda luminosa) diventa pure un centro d'onde sfe-

si riproduce quest'ultimo mediante un cosidetto *reticolo di diffrazione*, il quale si può preparare nel modo più semplice, incidendo con una macchina a dividere un gran numero di fini righe parallele ed equidistanti su una lastrina di vetro. Bastano già 100 o 200 striscie al millimetro per vedere che la luce al di là del reticolo non segue più soltanto la sua traiettoria rettilinea, ma devia in parte anche a destra e sinistra.

---

riche. È chiaro che se la sorgente è lontanissima, l'onda è piana e le stesse fasi della perturbazione si troveranno su tanti piani. Uno di questi sia precisamente quello del reticolo G della fig. 38, di cui la fig. 37 *a* riporta in sezione *una* fenditura. Ogni punto di questa, cioè del segmento AB è quindi un nuovo centro di perturbazione, per cui non solo l'onda proseguirà in linea retta secondo la freccia, ma divergerà anche ai lati, contornando i tratti opachi. Consideriamo la direzione AM, BN e supponiamo il segmento BD eguale ad una lunghezza d'onda. Sul tratto AD si avranno quindi tutte le fasi possibili. Ma siccome in E la perturbazione differisce di mezza onda da quella in A e lo stesso potendosi dire per ogni coppia di punti, presi uno su AE l'altro su ED, ne risulterà che secondo AM, BN non si ha luce, poichè le perturbazioni che differiscono di mezza lunghezza d'onda sono in opposizione di fase e quindi si elidono a vicenda nei loro effetti.

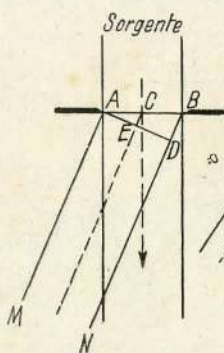
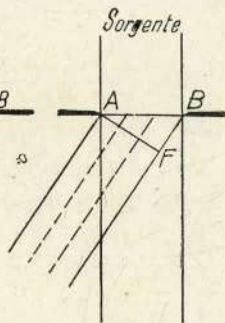



Fig. 37 *a*. Fig. 37 *b*.

Se ora si considera la fig. 37 *b*, ove si suppone $BF = {}^3/_2$ di lunghezza d'onda, ripetendo lo stesso ragionamento si vede che due dei tre fasci parziali di luce si elidono fra loro, di modo che rimane valido solo il terzo. Quindi luce, ma più debole. Per $BF = {}^1/_2\,\lambda$ si ha di nuovo oscurità e così via. Dalla fig. 37 *a* si ricava facilmente che più $BD = \lambda$ è grande, cioè più è grande la lunghezza d'onda dei raggi, più le frange sullo schermo saranno distinte e lontane fra loro. Se λ è dato, lo stesso effetto si ottiene diminuendo la larghezza della fenditura. Nel caso di un *intero* reticolo, il fenomeno a causa delle numerose fenditure si complica alquanto, perchè i fasci luminosi di queste ultime interferiscono fra loro. Senza ripetere la teoria, si può dire che le righe luminose sullo schermo saranno, come nel primo caso, tanto più distanziate fra loro quanto maggiore è la lunghezza d'onda e maggiore il numero delle fenditure per unità di larghezza. Se la luce è bianca si hanno sullo schermo degli spettri (di 1°, 2° e 3° ordine, ecc.) al posto delle righe, col violetto dalla parte più interna ed il rosso dalla parte più esterna.

Nella figura 38 è riportato un noto esperimento d'ottica, che mostra questa deviazione, detta *diffrazione della luce.*

Partendo da una sorgente luminosa (lampada ad arco) B, la luce (dopo aver attraversato un vetro rosso, che la rende monocromatica) passa per la fenditura Sp, e viene proiettata da una lente L su uno schermo T ove si forma una chiara, ben definita immagine rossa della fenditura Sp. Ma se sul cammino dei raggi si inserisce in G il reticolo, appaiono subito sullo schermo oltre all'immagine diretta A tutta una serie di immagini laterali 1, 2, 3 a destra e a sinistra di quella centrale.

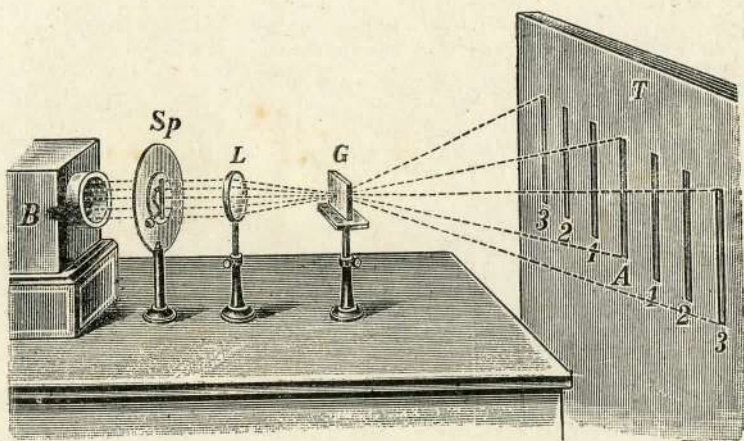



Fig. 38.

Sono queste le *frange di diffrazione* che mostrano in un modo indiscutibile come, dietro al reticolo, la luce si propaghi non più soltanto in linea retta, bensì anche lateralmente. Il perchè si ottengono solo delle singole frange luminose 1, 2, 3 e non una illuminazione continua dello schermo si spiega col fatto che attraverso alle numerose fessure del reticolo concorrono in ogni parte dello schermo molti treni d'onda, che, a causa della piccolezza delle loro lunghezze d'onda, talora, come spazi oscuri, si elidono e talora si rinforzano a vicenda come nei tratti illuminati, 1, 2, 3. Le frange sono tanto

più distanziate e lontane dalla centrale, quanto maggiore è la lunghezza d'onda della luce adoperata. Se allora si usa come sorgente una luce policromatica il reticolo opera una *separazione* dei diversi colori, cioè delle diverse lunghezze d'onda. Se l'onda è corta, il colore relativo si trova più vicino all'immagine centrale, se è lunga, più lontano.

Adoperando quindi la luce del sole o dell'arco elettrico senza schermo colorato, al posto delle frange 1, 2, 3 si hanno degli *spettri* nei quali si possono distinguere i colori dal violetto al rosso.

Questi fenomeni di diffrazione costituiscono in ottica la prova più attendibile della natura ondulatoria della luce. Essi dimostrano in pari tempo due delle proprietà caratteristiche dei moti ondulatori, e cioè primo, l'interferenza della luce, vale a dire che due onde luminose possono, in determinate circostanze sovrapporsi ed influenzarsi a vicenda, secondo la deviazione della propagazione cioè il contornamento degli ostacoli da parte dei raggi luminosi.

Per dimostrare ora la natura ondulatoria dei raggi Röntgen era necessario far vedere ch'essi pure potevano dar luogo a fenomeni di diffrazione. Ma benchè si fossero impiegati dei reticoli con più di 1700 righe al millimetro, i raggi X non si allontanavano affatto dal loro andamento rettilineo. Questo risultato negativo non costituiva però prova alcuna contro la natura ondulatoria dei raggi Röntgen, potendo darsi che le loro lunghezze d'onda fossero infinitamente più piccole di quelle della luce. Per ottenere con un reticolo un risultato positivo, bisogna che le sue fenditure sieno così strette da non superare una larghezza eguale a 20 ÷ 50 lunghezze d'onda; quanto più le fessure sono strette tanto migliore si presenta la diffrazione. Se dunque, come si supponeva, la lunghezza d'onda dei raggi X è mille volte minore che nel caso della luce violetta, le fenditure del reticolo risultavano troppo larghe per poter produrre una deviazione dei raggi. Si dovevano costruire all'uopo dei reticoli non di 1000 ÷ 2000 strisce per millimetro, bensì di 1.000.000. Compito questo, meccanicamente ineseguibile.

La diffrazione dei raggi X da parte dei cristalli.

Le cose stavano a tal punto quando venne fatto per opera del prof. LAUE di Zurigo, un inatteso e grande passo innanzi.

Invece di darsi all'inutile tentativo di costruire dei reticoli della desiderata e necessaria finezza, LAUE pensò che la natura stessa ne offriva, coi suoi *cristalli*, dei perfettamente adatti alla diffrazione dei raggi X. Infatti nei cristalli gli atomi dei corpi si dispongono a guisa di *reticolo spaziale;* esistono in essi degli strati composti da atomi che si alternano a strati liberi e precisamente l'intervallo fra i primi è dell'ordine di grandezza di 10^{-8} cm., cioè 1 Å., ovvero proprio della grandezza che più sopra avevamo dichiarata opportuna per diffrangere delle onde mille volte più corte di quelle luminose [1].

---

[1] Ciò che distingue lo stato cristallino dallo stato amorfo è appunto la disposizione in esso degli ioni, atomi, molecole, che è generalmente regolare.

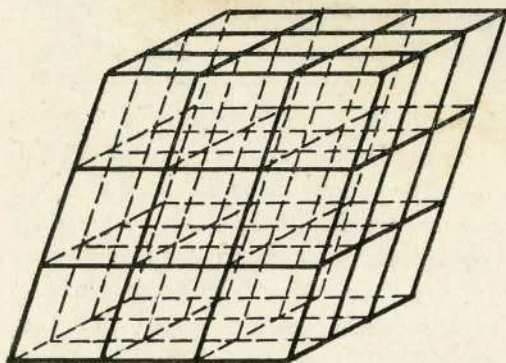
Seguendo le idee di BRAVAIS si ammette che in un cristallo, le particelle di sostanza (ioni, atomi, molecole) sieno distribuite in modo da costituire i nodi di reticoli spaziali a tre dimensioni, del tipo, ad es., della fig. 39.

Il cristallo può allora dividersi in tanti parallelepipedi elementari nei cui vertici si trovano, supponiamo, gli atomi. Se per esempio il parallelepipedo elementare è un cubo come

Fig. 39.

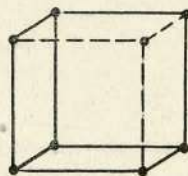



Fig. 40.

in fig. 40, i lati del parallelepipedo sono eguali fra loro ed i piani reticolari a 90° fra loro. Il cristallo assumerà di conseguenza il carattere di un cubo ed avrà, fra gli altri, tre assi quaternari di simmetria.

L'esperienza con simili cristalli riuscì pienamente, cioè si verificarono realmente dei fenomeni di diffrazione, col far passare un sottile pennello di raggi X per una lamina cristallina.

Ora per meglio comprendere il fenomeno della diffrazione cristallina ritorniamo al reticolo di diffrazione della pag. 136.

Siccome tutti i punti d'ogni fenditura agiscono da nuovi centri d'emissione è facile vedere che tale emissione avverrà anche dalla parte dei raggi incidenti (figura 41) e che vi sarà una direzione privilegiata dei raggi diffratti per la quale la differenza di cammino (AK-CK') di due raggi appartenenti a punti omologhi A e C di due fenditure successive qualsiasi, è *nulla*, direzione caratterizzata da un angolo α', rispetto alla normale al reticolo, eguale all'angolo α di incidenza. Ma allora questi raggi diffratti, in *concordanza di fase*, non formano altro che il fascio regolarmente *riflesso* dal reticolo, funzionante in tal caso semplicemente da specchio.

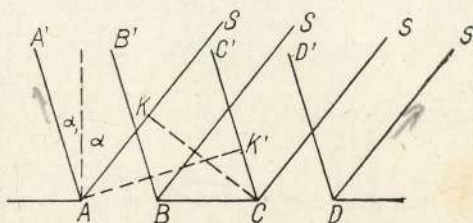
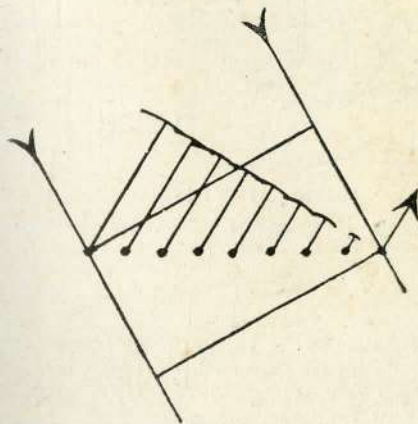



Fig. 41.

Si immagini ora sostituita ad ogni fenditura un atomo, che è pure un centro di diffrazione, e si pensi un piano reticolare in cui gli atomi sieno regolarmente disposti. Da ognuno di questi atomi partiranno raggi diffratti in ogni direzione, e si avrà anche qui l'effetto della semplice riflessione per una direzione, rispetto alla normale al piano, simmetrica alla direzione del fascio incidente (fig. 42).

Fig. 42.

Ma l'energia diffratta (e quindi anche la riflessa) da un unico piano è infinitesima, poichè l'esperienza dice che i raggi X devono attraversare diversi milioni di strati (o piani) reticolari prima di venire assorbiti in quantità apprezzabile. Entrano quindi in gioco i piani reticolari successivi del sistema (come in fig. 49) su ognuno dei quali ha pure luogo la *riflessione* suddetta.

Ora, logicamente, affinchè i raggi *riflessi* da tutti questi piani paralleli ed equidistanti, si rinforzino tra loro, bisogna che essi si trovino in *concordanza di fase*. Se consideriamo ad esempio la fig. 49, vedremo che ciò avviene

La fig. 43 mostra un radiogramma ottenuto dirigendo i raggi X su un cristallo di blenda (solfuro di zinco) dietro al

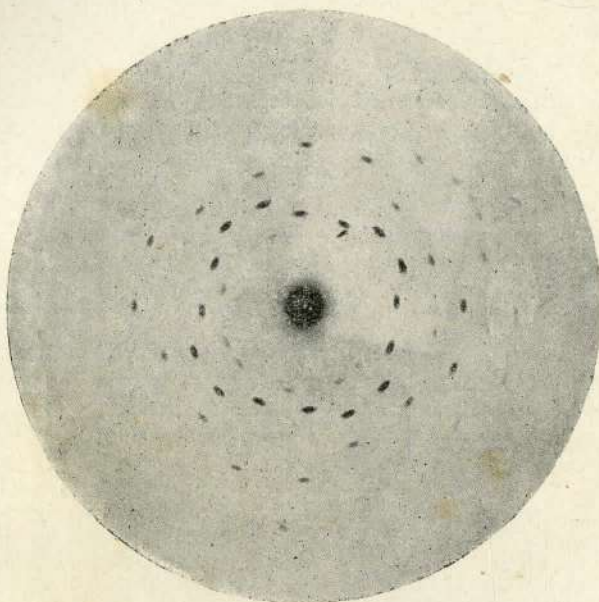



Fig. 43.

quale si trovava una lastra fotografica. Il centro della figura, cioè la forte macchia nera segna il punto di attraversamento

---

lungo R (raggio riflesso) quando la differenza di cammino di due successivi qualsiasi dei raggi R_1, R_2, R_3, R_4... è eguale ad un numero pari di lunghezze d'onda. Allora i loro effetti (lungo R) si sommano, ed è chiaro che ciò dipende dalla distanza d fra i piani I, II, III, ecc. (vedasi la relazione a pag. 149).

Naturalmente si suppone sempre d'avere a che fare con una luce di *una sola* e *data* lunghezza d'onda, cioè monocromatica (per un'altra lunghezza d'onda ed un eguale d, bisogna, affinchè si abbia la riflessione, che l'angolo d'incidenza sia un altro). Nè è possibile che la diffrazione avvenga, per un dato angolo d'incidenza, in direzione diversa da quella di riflessione, perchè gli infiniti raggi, non essendo più in concordanza di fase, si disturbano a vicenda, elidendosi.

Concludendo: mentre nel caso dello specchio e della luce, la riflessione è superficiale, nel caso dei raggi X essa è spaziale. Per le grandi lunghezze d'onda

rettilineo del pennello dei raggi X usato; senza il cristallo questa macchia sarebbe stata la sola; invece nella fotografia oltre all'impressione centrale, esiste ancora un buon numero di traccie simmetricamente disposte di maggiore o minore intensità. Quest'ultime macchie sono dovute alla diffrazione del reticolo

---

della luce il cristallo presenta una struttura praticamente continua; per le piccolissime onde dei raggi X invece, il cristallo agisce come una serie di par-

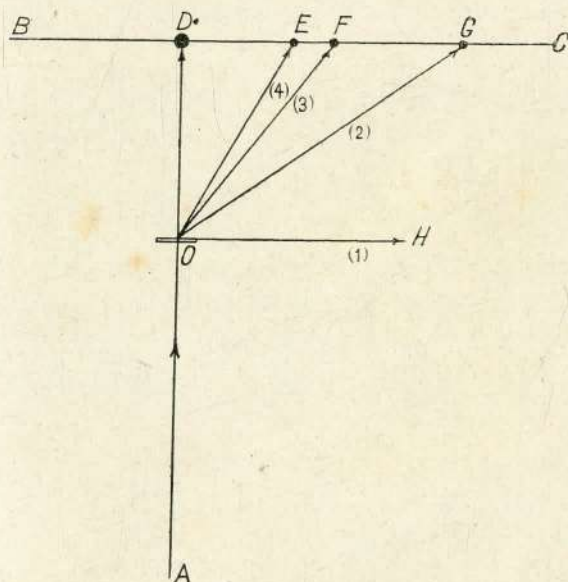



Fig. 44.

ticelle regolarmente disposte e largamente distanziate, di cui ognuna diffrange una piccola quota dell'energia incidente.

Facile è ora darsi un'idea schematica della genesi dei radiogrammi di Laue. Sia nella fig. 44 AO il fascio incidente sul cristallo in O e BC la lastra fotografica.

I raggi che attraversano rettilineamente il cristallo raggiungono la lastra in D (macchia centrale). Sieno E, F, G, H i raggi deviati.

Conduciamo pel cristallo una sezione parallela al piano del disegno; rap-

cristallino e dimostrano la stessa simmetria della faccia (cubica) utilizzata del cristallo.

Il cristallo di blenda possiede invero nella direzione secondo la quale venne attraversato dai raggi X, un così detto

---

presenti la fig. 45 tale sezione, ove i punti indichino gli atomi diffrangenti. Vi possiamo distinguere diversi piani di riflessione diversamente inclinati e di differente densità atomica, come i piani 1, 2, 3, 4.

È su questi piani che si riflettono i raggi X secondo le direzioni della fig. 44. Naturalmente ciò non avviene per esempio sul solo piano 1 ma su tutti

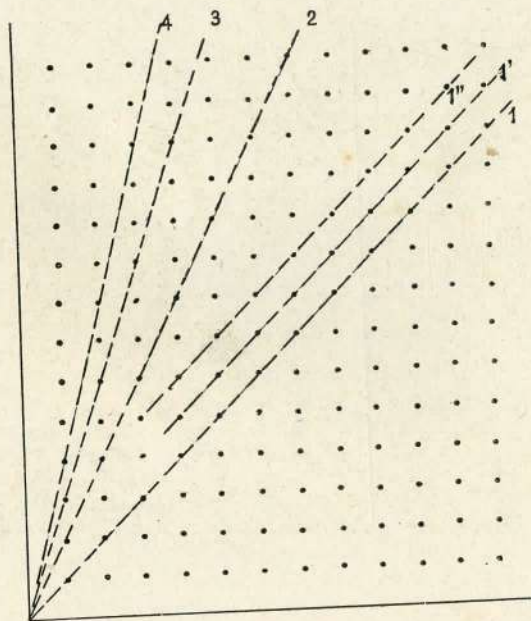



Fig. 45.

i piani ad esso paralleli ed equidistanti (1', 1", ecc.) come fu detto più sopra. L'intensità delle macchie (su cui non ci fermiamo) è dovuta in parte alla densità del piano corrispondente, in parte all'energia dell'onda relativa dello spettro continuo incidente, in parte ancora alla sensibilità selettiva dello strato di bromuro d'argento della lastra fotografica rispetto alle diverse lunghezze d'onda.

asse quaternario [1]; vale a dire che se si fa ruotare il cristallo intorno a questo asse, per ogni rotazione di 90°, il cristallo viene in posizione di ricoprimento (cioè va ad occupare una

[1] Rigorosamente parlando non si tratta di un asse quaternario ma di un asse binario. Infatti dalle esperienze dei BRAGG risulta che la struttura cristallina della blenda è quella della fig. 46 ove *ABCDEA'B'C'D'E'FGHI* rappre-

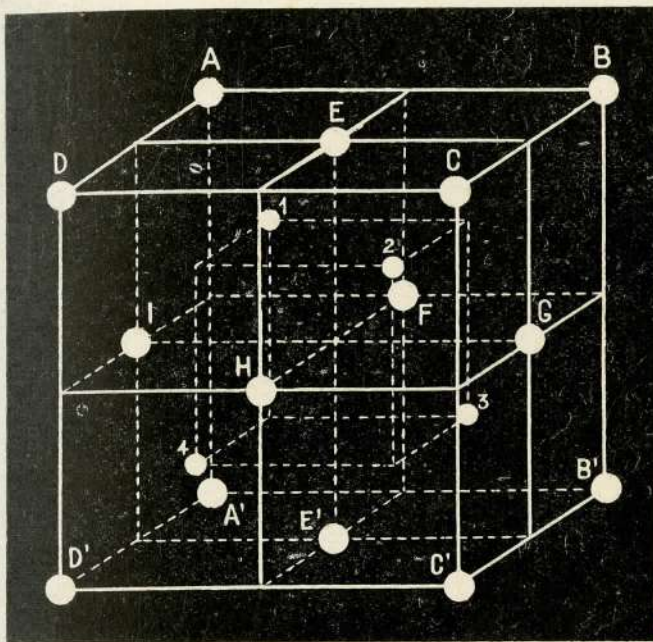



Fig. 46.

sentano gli ioni *Zn*, formanti (per loro conto) un reticolo cubico a facce centrate, ed ove gli ioni *S* (contraddistinti con 1, 2, 3 e 4) appartengono pure ad un reticolo cubico a facce centrate, identico cioè a quello dei ioni *Zn* come è facile controllare spostando gli ioni *S* lungo le diagonali parallele ad *AC'*. È evidente che l'asse *EE'* non è quaternario: affinchè l'ione 1 possa coincidere con l'ione 2 bisogna far subire allo stereogramma una rotazione di 180° intorno all'asse *EE'* che risulta quindi binario. Meglio ancora si rileva ciò dalla fig. 47 che riproduce lo stereogramma in pianta (le notazioni sono le medesime). Gli ioni rappresentati dai cerchi pieni non sono sullo stesso piano dei vuoti,

posizione che non può distinguersi per nulla da quella che aveva prima della rotazione). Così si vede nella fotografia che ad ogni macchia corrispondono altre tre macchie eguali che distano

---

per cui il periodo dell'asse DD' è eguale a 2 ed il cristallo di ZnS possiede soltanto $3A_2$, come del resto si può arguire dalla diversa corrosione delle facce quando si tuffa per pochi istanti un cristallo di blenda nell'acido cloridrico concentrato.

Se nell'apparecchio del LAUE si dispone il cristallo di blenda in modo che

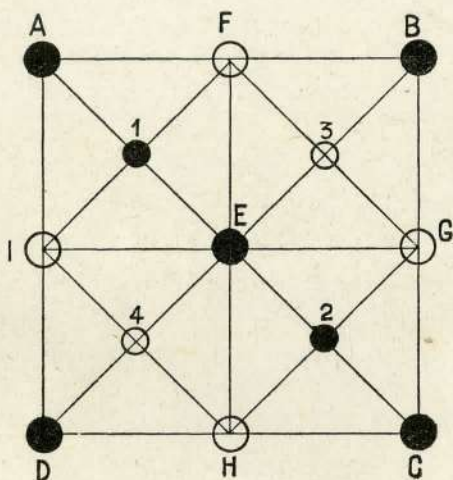



Fig. 47.

i raggi X cadano su di esso parallelamente alla diagonale CA' cioè normalmente alla faccia EHG dell'ottaedro si ottiene il radiogramma della fig. 48 che rivela una simmetria diversa. Infatti la blenda possiede secondo le diagonali del cubo rispettivamente 4 assi di simmetria di periodo eguale a 3 cioè $4A_3$. Questi assi sono poi notoriamente polari, cioè il percorrerli in un senso non è equivalente al percorrerli in senso opposto. Infatti come si vede dalla fig. 46 i piani reticolari (tipo $AIFD'E'B'$) degli ioni Zn non contengono gli S cioè gli ioni 1, 3 e 4 che invece costituiscono un piano reticolare di poco distanziato dal primo. Per cui procedendo per es. lungo la diagonale CA' si incontrano i diversi piani nel seguente ordine e distanze relative.

$\longrightarrow$ Zn ·················· S ········ Zn ·························· S ········ Zn ·················· S $\longrightarrow$

Partendo da un ione S e guardando nel senso $\longrightarrow$ troviamo un ione Zn

di 90° fra loro. Quindi la simmetria del cristallo si rispecchia nella figura di diffrazione. Questa circostanza ha servito alla creazione di un nuovo metodo d'analisi cristallografica importan-

ad una distanza diversa che guardando nel senso ←——. Dunque i due sensi non sono equivalenti, il che si manifesta fisicamente con una caduta di potenziale in un senso ben definito lungo gli assi A_3 qualora per es. si comprima il cristallo secondo tali assi (piezoelettricità). Supposta cioè la lamina di blenda (tagliata normalmente ad un asse A_3) compresa fra due lastre metalliche (con-

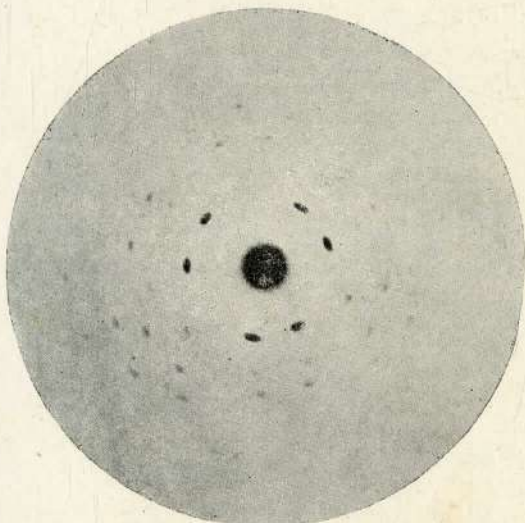



Fig. 48.

densatore) di cui l'una unita ad un elettrometro e l'altra a terra, si ottiene una deviazione dell'ago dell'elettrometro per ogni pressione delle lastre sulla lamina. E l'ago devia dalla parte opposta se la lastrina viene rovesciata.

La statica reticolare spiega questo fatto nel seguente modo. Allo stato neutro la differenza di potenziale fra due piani *Zn* e *S* è eguale ed opposta a quella fra il piano *S* e quello *Zn* successivo, per cui agli estremi degli assi A_3 non si manifestano fenomeni elettrici. Subentrando la pressione esterna, le distanze fra i piani vengono variate ma non in egual misura, con che per il diverso accorciamento delle linee di forza nascono delle piccole differenze di potenziale che sommandosi l'una con l'altra si rendono sensibili all'esterno.

Il diamante possiede la stessa struttura della blenda, ma siccome i suoi atomi sono tutti eguali, non può manifestare piezoelettricità.

tissimo ed efficacissimo, basato sull'interferenza dei raggi X, e mediante il quale si può esaminare la costituzione intima dei cristalli, cioè la disposizione degli atomi che li compongono.

Lo spettro e le lunghezze d'onda dei raggi X.

Ma i fenomeni surriferiti sono per la fisica importanti anche da un altro punto di vista, potendosi dai radiogrammi determinare le lunghezze d'onda dei raggi Röntgen. Si palesò infatti che le singole macchie di diffrazione erano dovute a onde di diversa lunghezza (già esistenti nel fascio eterogeneo incidente di raggi X) e col calcolo si potè stabilire che nei raggi usati si verificavano lunghezze d'onda fra 0,3 fino a 1,5 unità Ångström. Queste onde sono dunque assai più corte di quelle ultraviolette che si misurano al massimo fino a 144 Å. (Millikan). Tali fenomeni d'interferenza nel passaggio dei raggi Röntgen attraverso i cristalli si comprendono facilmente seguendo un concetto per la prima volta introdotto da BRAGG.

In un cristallo abbiamo invero un reticolo spaziale composto da tanti piani intersecantisi fra loro, ognuno dei quali è occupato da atomi. E precisamente si ha una *serie di piani paralleli* contenenti atomi disposti sempre in determinata guisa, un'*altra serie* di piani paralleli obliqui o no rispetto ai primi, in cui la disposizione degli atomi è un'altra, una *terza serie* di piani paralleli fra loro di nuovo contenenti atomi diversamente disposti e così via. Noi chiameremo ognuna di tali serie di piani paralleli, un *sistema* di *piani reticolari*.

Supponiamo nella fig. 49 che i piani I, II, III, IV (visti in sezione) rappresentino un tale sistema e che un fascio parallelo di raggi Röntgen R_1, R_2, R_3 e R_4 *di determinata lunghezza d'onda* λ incontri questi piani sotto un piccolo angolo α (che è il complemento dell'angolo d'incidenza cioè di quello fra il raggio e la normale al piano). Allora dal punto d'incontro dei raggi primari coi piani suddetti, partono dei raggi Röntgen

secondari in tutte le direzioni, ma che in generale interferendo fra loro si elidono completamente. Solo se la lunghezza d'onda si trova in un ben determinato rapporto con l'angolo α, un fascio di raggi X abbandona il cristallo secondo la direzione R, cioè in una direzione *come se il fascio* $R_1 \div R_4$ *venga direttamente riflesso* dai piani reticolari. Ciò avviene quando la differenza di cammino di due raggi successivi è eguale ad un'intera lunghezza d'onda (oppure anche a due o tre).

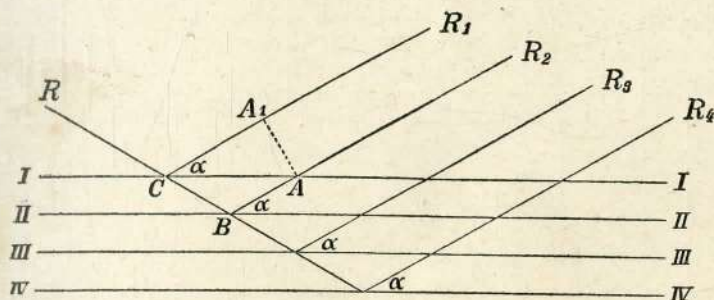



Fig. 49.

La differenza di cammino dei raggi R_1 e R_2 è rappresentata da $AB + BC - A_1C$, e per la riflessione dev'essere eguale ad una lunghezza d'onda cioè ad λ.

La relazione che deriva fra la lunghezza d'onda λ, l'angolo d'inclinazione α e l'intervallo d fra i piani reticolari è

$$\lambda = 2\, d \operatorname{sen} \alpha \ [1].$$

[1] Infatti

$$BC + (AB - A_1C) = \frac{d}{\operatorname{sen} \alpha} - \frac{d}{\operatorname{sen} \alpha} \cos^2 \alpha =$$

$$= \frac{d}{\operatorname{sen} \alpha} (1 - \cos^2 \alpha) = \frac{2\, d \operatorname{sen}^2 \alpha}{\operatorname{sen} \alpha} = 2\, d \operatorname{sen} \alpha.$$

Per cui si avrà la riflessione quando

$$2\, d \operatorname{sen} \alpha = \lambda, \qquad (1)$$

o meglio

$$2\, d \operatorname{sen} \alpha = n\, \lambda,$$

Ne scende che se il fascio di raggi paralleli incidenti presenta numerose lunghezze d'onda, cioè è *eterogeneo*, allora nella

---

e precisamente si avrà riflessione per dei valori *determinati* dell'angolo α, dati dalle relazioni:

$$2\ d\ \text{sen}\ \alpha_1 = 1\ \lambda$$
$$2\ d\ \text{sen}\ \alpha_2 = 2\ \lambda$$
$$2\ d\ \text{sen}\ \alpha_3 = 3\ \lambda$$
$$\ldots\ldots\ldots\ldots$$

La riflessione corrispondente a sen α_1 si chiama *riflessione del primo ordine*, quella corrispondente a sen α_2, del *secondo ordine*, ecc.

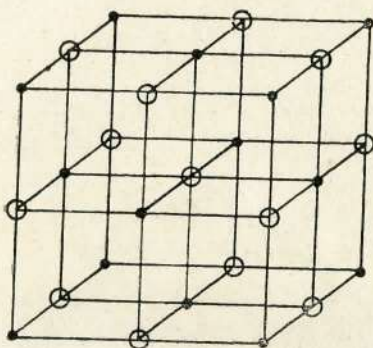



Fig. 50.

La relazione (1) contiene però due incognite: d e λ. Per avere λ bisogna conoscere d. Si consideri la figura 50 che rappresenta la struttura del reticolo cristallino del salgemma ($NaCl$). Sieno i punti neri gli ioni di Cl ed i cerchietti quelli di Na. Gli ioni di Cl formano per loro conto un reticolo cubico a faccie centrate e così pure gli ioni Na. I due reticoli si compenetrano in modo che i vertici dell'uno si trovano a metà dei lati dell'altro. Dalla figura vediamo che ogni atomo di sodio (per esempio quello al centro) è associato a 8 dei cubi elementari nei quali può venir scomposta la figura e supponendo la sua massa egualmente suddivisa fra i cubi, ad ognuno di questi spetta 1/8 di massa dell'atomo di Na.

Ma ad ogni cubo elementare sono uniti 4 atomi di Na, per cui un cubo elementare comprende la massa di un mezzo atomo di Na, e lo stesso ragionamento vale per il Cl. Quindi ad ogni cubo è legata mezza molecola di $Na\ Cl$. Se d è la distanza dei piani reticolari, d^3 è il volume d'ogni cubo elementare. Nello spazio $2\ d^3$ si trova dunque una molecola di $NaCl$. La massa di questa molecola è eguale alla massa molecolare del $NaCl$ divisa per il numero di AVOGADRO, cioè a

$$\frac{58,46}{60,6} \cdot 10^{-22}$$

che d'altra parte dev'essere eguale a $\rho\ 2\ d^3$ ove ρ è la massa specifica del $NaCl$ data dall'osservazione diretta, per cui

$$d = \sqrt[3]{\frac{58,46}{2 \cdot 60,6 \cdot 10^{22} \cdot 2,164}} = 2,814 \cdot 10^{-8}\ \text{cm}.$$

Conosciuta la distanza d per un cristallo, quella degli altri si ottiene confron-

direzione R uscirà *un* sol raggio del fascio e precisamente quello che possiede la lunghezza d'onda λ soddisfacente alla relazione di cui sopra.

Se nel fascio incidente non esiste una simile lunghezza d'onda, la serie di questi piani non riflette raggio alcuno sotto l'angolo dato. Se invece la lunghezza d'onda esiste, vien riflesso soltanto il raggio corrispondente. Ciò vuol dire che il cristallo esercita una *selezione* sulle lunghezze d'onda, riducendo per così dire una radiazione eterogenea ad una *omogenea* oppure, come la si chiama, monocromatica, e che abbandona il cristallo secondo la direzione R. Ciò che fu detto per l'angolo d'inclinazione α, e cioè ch'esso non permette la riflessione se non di una sola lunghezza d'onda λ, vale anche per un altro angolo α^1 e per un'altra lunghezza d'onda λ^1. Ne consegue che se un fascio non parallelo, cioè divergente, di raggi X di diverse lunghezze d'onda colpisce un simile cristallo, questo rifletterà le singole lunghezze d'onda secondo direzioni diverse cioè formerà, per riflessione, un ventaglio di raggi, ognuno dei quali possiede una definita lunghezza d'onda. Imperocchè i raggi incidenti non paralleli incontrano gli strati reticolari sotto angoli diversi e per ciascuno di questi viene riflesso un raggio di lunghezza d'onda differente.

Dunque il cristallo scompone il fascio eterogeneo incidente secondo uno spettro di raggi X, di modo che in una certa direzione non vien riflesso che un raggio di ben determinata lunghezza d'onda.

Così come in ottica, mediante un prisma, noi scomponiamo un fascio di luce in uno spettro, nel quale ogni colore, cioè ogni

---

tando le deviazioni per una stessa lunghezza d'onda; si ha:

$$d \text{ sen } \alpha = d' \text{ sen } \alpha'.$$

Più la distanza d è grande più la coesione diminuisce e più il cristallo si sfalda facilmente. Si confronti anche l'ordine di grandezza di d con quello delle sfere d'azione molecolare (vedi pag. 22 e seg.).

luce di lunghezza d'onda diversa, viene rifratto secondo un angolo stabilito per cui i singoli colori rimangono distinti sullo schermo, così, ripetiamo, un cristallo scompone un pennello di raggi X eterogenei che lo colpisce, in uno *spettro* di raggi Röntgen, inquantochè esso ne seleziona per riflessione i singoli raggi.

Con ciò noi abbiamo acquisito un metodo che non solo permette di separare i raggi X di diverse lunghezze d'onda, bensì anche di misurare quest'ultime. A tal uopo è sufficiente, con un determinato cristallo (di cui in seguito a considerazioni cristallografiche, si conosce la distanza dei piani reticolari) di misurare gli angoli d'inclinazione dei raggi rispetto alla faccia utilizzata, per ottenere subito la lunghezza d'onda. Simili misure furono per la prima volta dopo le comunicazioni dei BRAGG, eseguite dal fisico inglese MOSELEY, caduto ai Dardanelli durante la guerra mondiale. In queste esperienze si dimostrò, come fu già ricordato, che ogni tubo a raggi X emette una radiazione eterogenea. E precisamente si ottiene uno spettro, che contiene tutte le lunghezze d'onda possibili entro determinati limiti, spettro che corrisponde quindi a quello della luce bianca. Inoltre però si rivelano nello spettro delle particolari righe molto intense, di ben definita lunghezza d'onda. Queste righe dipendono dalla natura della sostanza che costituisce l'anticatodo del tubo di scarica, e sono chiamate la sua *radiazione caratteristica*; esse hanno grande importanza per le nostre considerazioni [1].

Nell'eseguire queste misure si è dimostrato opportuno, di non

[1] Dunque lo spettro è composto da un *fondo continuo* costituito da una radiazione d intensità piuttosto debole e di frequenza variabile con continuità da zero ad un massimo ben definito, e dalle righe dovute alla *radiazione caratteristica o di fluorescenza.*

L'origine del *fondo continuo* sarebbe questa: gli elettroni catodici urtando contro l'anticatodo vengono frenati da questo nella loro corsa. Per la variazione di velocità che vengono a subire essi emettono dell'energia radiante propagantesi con la velocità della luce. La radiazione caratteristica invece, si ritiene dovuta alle perturbazioni causate nell'atomo dall'urto di un elettrone catodico, cioè gli elettroni del materiale dell'anticatodo verrebbero espulsi dalla loro posizione di riposo oppure dalla loro traiettoria stabile, per cui ten-

tenere fisso il cristallo, perchè allora le irregolarità della superficie riflettente disturberebbero, bensì di ruotarlo lentamente, con che si compensano le influenze disturbanti della superficie [1].

I raggi riflessi cadono su una lastra fotografica che si trova in una cassetta. La fig. 51 mostra una disposizione dell'appa-

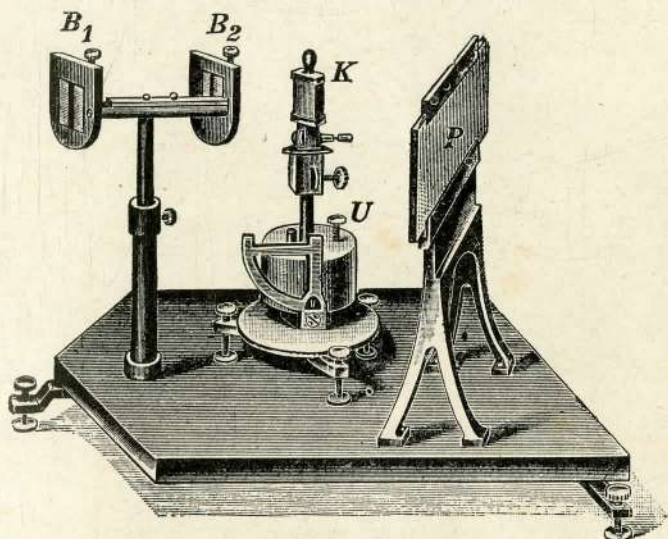



Fig. 51.

recchio quale fu impostata dal prof. SIEGBAHN di Lund, cui sono da attribuirsi le più esatte e late ricerche su questi spettri.

Su una lastra di marmo si erge una colonnina che porta due schermi B_1 e B_4 in piombo, le cui aperture a forma di fen-

---

dono a tornarvi irraggiando energia, con una frequenza caratteristica della sostanza costituente l'anticatodo.

Per quanto riguarda il fondo continuo, l'esperienza giustifica fino ad un certo punto questo modo di vedere. D'altra parte è ormai chiaro che lo spettro continuo è retto dalla legge dei quanti, sconosciuta alla teoria elettromagnetica.

[1] Per superficie riflettente s'intende sempre un certo spessore del cristallo, sovente imperfetto, tale da sembrare costituito da un gran numero di piccoli cristalli più perfetti ma accatastati irregolarmente, per cui la riflessione si può paragonare a quella luminosa di una superficie ruvida. Ruotando il cristallo, il raggio scorre sulla sua superficie, per cui le diverse inomogeneità locali vengono compensate.

ditura si possono aprire e chiudere a piacere. Passando attraverso a questi diaframmi i raggi X vanno a colpire la lamina cristallina K, che gira lentamente comandata da un movimento d'orologeria U e che opportuni dispositivi permettono di piazzare esattamente.

Lo spettro riflesso cade su una cassetta P che porta la lastra fotografica. Gli spettri che così si ottengono sono per

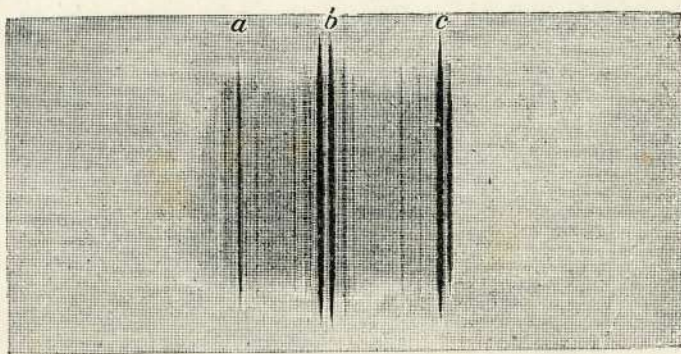



Fig. 52.

esempio rappresentati dalla fig. 52, nella quale sul fondo ad annerimento diffuso si stacca una serie di righe nettamente definite, precisamente le righe caratteristiche, in questo caso di un anticatodo di platino.

Qualsiasi elemento utilizzato come anticatodo in un tubo di scarica produce delle righe simili, di determinata lunghezza d'onda.

Le serie K, L, M.

Gli esperimenti hanno messo in chiaro che le lunghezze d'onda di queste righe caratteristiche diventano tanto più corte quanto maggiore è il peso atomico del relativo elemento. Inoltre che con gli elementi leggeri, dal sodio al neodimio, le righe presentano le stesse caratteristiche. Queste righe vengono chiamate righe K oppure *serie* K o *spettro* K. La serie consta

di quattro righe principali: $K\alpha_1$, $K\alpha$, $K\beta$ e $K\gamma$ (1). Fra queste le più intense sono le $K\alpha$ e $K\alpha_1$ vicinissime fra loro. La riga $K\beta$ è in realtà una doppia, e per alcuni elementi è doppia anche

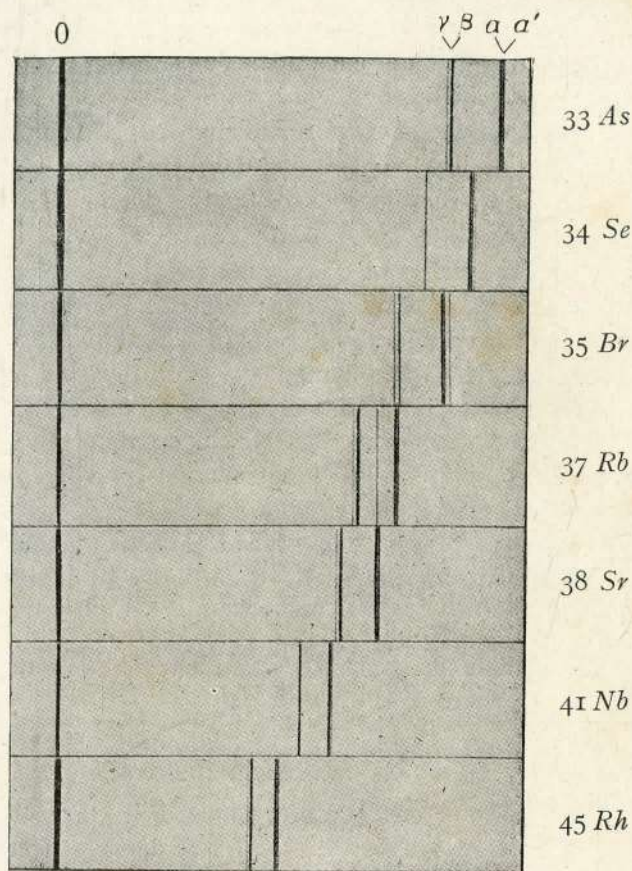



Fig. 53.

la $K\gamma$. Queste righe esistono tutte dal sodio al neodimio. Se il catodo è costituito da una lega, per esempio da ottone, allora

(1) Vedasi la unita figura 53 di SIEGBAHN, ove compare anche la linea 0 che si riferisce ai raggi non deviati.

sulla lastra fotografica compaiono le rispettive righe dei metalli componenti, rame e zinco.

Anche se l'anticatodo è coperto soltanto col sale di un metallo si ottengono le righe degli elementi che lo compongono; quindi per esempio col cloruro di potassio, le righe del cloro e del potassio. Ma a cominciare dallo zinco si manifesta cogli elementi più pesanti un *secondo sistema di righe,* distinto dal primo, di lunghezze d'onda notevolmente maggiori di quelle delle K. Tale sistema viene chiamato *spettro* L oppure *serie* L. Esso si compone di 10 ÷ 14 righe di cui di nuovo la più intensa si chiama la riga L_α.

Anche qui le lunghezze d'onda delle righe decrescono con l'aumentare del peso atomico degli elementi. Con gli elementi più pesanti: dal neodimio all'uranio, si è assodata finora la sola serie L, non la serie K. Per contro con gli ultimissimi elementi della scala periodica, dal disprosio fino all'uranio, compare ancora un altro spettro e cioè la *serie* M composta di 3 ÷ 5 righe in parte doppie. Le lunghezze d'onda sono per i rispettivi elementi maggiori che per la serie L.

La lunghezza d'onda della riga $K\alpha$ di alcuni elementi è data nella seguente tabella, nella quale oltre ai pesi atomici degli elenemti in questione sono dati anche i *numeri atomici* cioè i numeri d'ordine nel sistema periodico.

RADIAZIONE K_α.

Numero atomico	ELEMENTO	Peso atomico	Lunghezza d'onda della riga K_α in 10^{-8} cm.
11	Sodio	23,00	11,883
15	Fosforo	31,04	6,141
20	Calcio	40,07	3,351
25	Manganese	54,93	2,093
30	Zinco	65,37	1,433
35	Bromo	79,92	1,035
40	Zirconio	90,6	0,788
45	Rodio	102,9	0,615
50	Stagno	118,7	0,487
55	Cesio	132,81	0,398
60	Neodimio	144,3	0,330

Invece della lunghezza d'onda è opportuno introdurre la *frequenza* che è tanto maggiore quanto più corta è la lunghezza d'onda. La frequenza, cioè il numero delle oscillazioni per secondo, si ottiene dalla lunghezza dividendo la velocità di propagazione delle perturbazioni eteree, che è eguale a $3 \cdot 10^{10}$ cm/sec., per la lunghezza d'onda medesima. Col crescere del peso atomico le lunghezze d'onda delle righe K diventano sempre più piccole, cioè le frequenze sempre maggiori, ed invero si verifica che le radici quadrate delle frequenze crescono presso a poco come i pesi atomici.

La legge di Moseley.

Fu MOSELEY che riconobbe per primo che esisteva una relazione molto semplice, non fra la radice quadrata della frequenza ed il peso atomico, bensì *fra la radice quadrata della frequenza ed il numero atomico degli elementi.*

Nella tabella seguente sono date le frequenze per le sostanze riportate più sopra e ad un tempo le radici quadrate delle frequenze stesse.

RADIAZIONE K_α.

Numero atomico	ELEMENTO	Peso atomico	Frequenza ν di K_α	Radice quadrata della frequenza
11	Sodio	23,00	$0,2510 \cdot 10^{18}$	$5,010 \cdot 10^{8}$
15	Fosforo	31,04	0,4863 »	6,973 »
20	Calcio	40,07	0,8942 »	9,456 »
25	Manganese	54,93	1,433 »	11,97 »
30	Zinco	65,37	2,008 »	14,44 »
35	Bromo	79,92	2,898 »	17,03 »
40	Zirconio	90,06	3,808 »	19,51 »
45	Rodio	102,9	4,878 »	22,08 »
50	Stagno	118,7	6,160 »	24,82 »
55	Cesio	132,81	7,537 »	27,45 »
60	Neodimio	144,3	9,090 »	30,15 »

La semplice relazione tra frequenza e *numero* atomico si rileva chiaramente dalla fig. 54. Se infatti si portano in senso orizzontale i numeri atomici ed in direzione verticale le radici quadrate delle frequenze relative, le intersezioni delle ordinate con le ascisse corrispondenti (cerchietti bianchi) *cadono esattamente su una retta.*

In altre parole: *la radice quadrata della frequenza è una funzione lineare del numero atomico* (1).

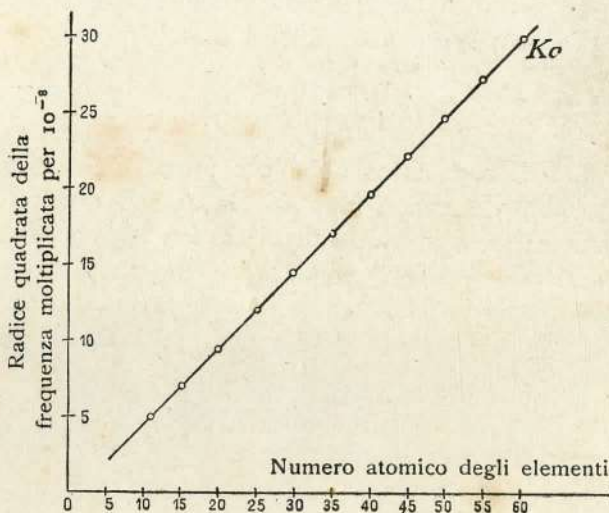



Fig. 54.

Se del pari si volesse stabilire la relazione fra la radice quadrata della frequenza ed il *peso* atomico, si otterrebbe la curva della fig. 55, che ha in generale lo stesso andamento della retta precedente, ma con notevoli scostamenti in vari punti, maggiori in ogni modo a quelli dovuti a possibili errori d'osservazione. Tutto ciò si può vedere direttamente, senza le curve, ricorrendo ai numeri di cui sopra. Se infatti in base

(1) Per i grossi numeri atomici però, la legge di MOSELEY non è più rigorosamente soddisfatta. La retta s'incurva leggermente con la concavità verso l'alto. Gli scostamenti si spiegano in parte con la teoria della relatività.

alla tabella precedente noi scriviamo per esempio i quozienti delle differenze secondo lo schema:

$$\frac{\text{cesio-fosforo}}{\text{bromo-fosforo}},$$

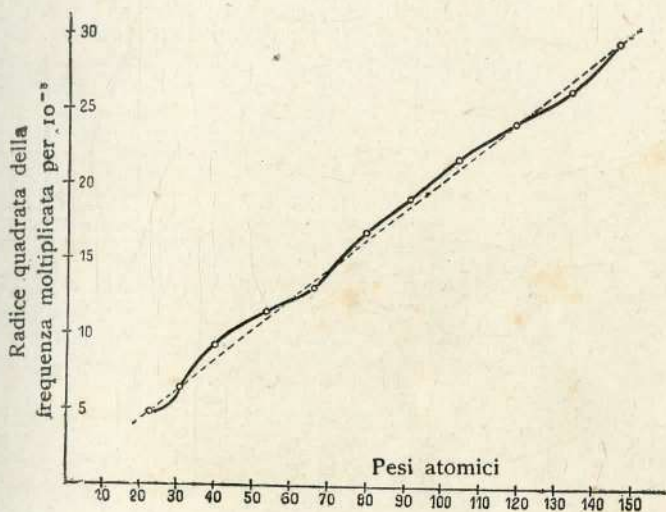



Fig. 55.

questi dànno per le radici delle frequenze

$$\frac{20{,}477}{10{,}057} = 2{,}036$$

per i numeri atomici

$$\frac{40}{20} = 2{,}000$$

e per i pesi atomici

$$\frac{101{,}77}{48{,}88} = 2{,}082.$$

I primi due quozienti coincidono meglio che non l'ultimo con il primo. La differenza non è grande ma pur netta e reale.

Ne scende che: *le radici quadrate delle frequenze dei raggi X dipendono direttamente ed in modo semplice dal numero d'ordine degli elementi e non dal loro peso atomico.*

Questa legge vale non solo per la radiazione K, ma anche per la radiazione L più molle, che si potè perseguire fino agli elementi più pesanti. Nella tabella seguente sono dati, parimenti per una serie d'elementi, i numeri atomici, i pesi atomici, le lunghezze d'onda della riga L_α, le frequenze e le radici quadrate relative.

Radiazione L_α.

Numero atomico	Elemento	Peso atomico	Lunghezza d'onda L_α	Frequenza	Radice quadrata della frequenza
30	Zinco	66,37	$12{,}222 \cdot 10^{-8}$	$0{,}2454 \cdot 10^{18}$	$4{,}954 \cdot 10^{8}$
35	Bromo	79,92	8,357 »	0,3590 »	5,991 »
40	Zirconio	90,6	6,083 »	0,4932 »	7,023 »
45	Rodio	102,9	4,596 »	0,6527 »	8,079 »
50	Stagno...........	118,7	3,592 »	0,8352 »	9,139 »
55	Cesio	132,81	2,886 »	1,039 »	10,20 »
60	Neodimio	144,3	2,365 »	1,269 »	11,26 »
74	Wolframio	184,0	1,471 »	2,040 »	14,28 »
80	Mercurio	200,6	1,240 »	2,420 »	15,55 »
82	Piombo	207,2	1,175 »	2,554 »	15,98 »
88	Radio	226,0	1,010 »	2,970 »	17,23 »
90	Torio	232,15	0,957 »	3,135 »	17,71 »
92	Uranio...........	238,2	0,911 »	3,293 »	18,14 »

Che anche per la serie L esista una semplice relazione lineare fra le radici quadrate delle frequenze e i numeri atomici (non con i pesi atomici) è facile riconoscere se formiamo i quozienti delle differenze, per esempio, secondo lo schema:

$$\frac{\text{torio-zinco}}{\text{neodimio-zinco}} \cdot$$

Per la radice delle frequenze si ha:

$$\frac{12,76}{6,31} = 2,022,$$

per i numeri atomici:

$$\frac{60}{30} = 2,000,$$

e per i pesi atomici

$$\frac{166,78}{78,93} = 2,113.$$

Lo scostamento fra i primi due quozienti ammonta al solo 1 per cento, mentre fra il primo e l'ultimo raggiunge il 4,5 per cento.

Ciò dimostra che pure in questo caso le radici delle frequenze dipendono linearmente dai numeri atomici.

Lo stesso dicasi per la serie *M* ancor più molle, della quale nella tabella seguente son dati i valori corrispondenti per la riga $M\alpha$ (secondo Stenström) di un certo numero di elementi.

Radiazione M_α.

Numero atomico	Elemento	Peso atomico	Lunghezza d'onda di M_α	Frequenza	Radice quadrata della frequenza
66	Disprosio	162,5	$9,509 \cdot 10^{-8}$	$0,3155 \cdot 10^{18}$	$5,617 \cdot 10^{8}$
70	Aldebaranio	173,2	9,123 »	0,3693 »	6,077 »
74	Wolframio	184,0	6,973 »	0,4302 »	6,559 »
79	Oro	197,2	5,819 »	0,5156 »	7,180 »
82	Piombo	207,2	5,275 »	0,5687 »	7,541 »
90	Torio	232,1	4,129 »	0,7266 »	8,525 »
92	Uranio...........	238,2	3,901 »	0,7690 »	8,769 »

Le relazioni:

$$\frac{\text{uranio-disprosio}}{\text{oro-disprosio}}$$

dànno per le radici quadrate delle frequenze:

$$\frac{3{,}152}{1{,}563} = 2{,}017,$$

per i numeri atomici:

$$\frac{26}{13} = 2{,}000$$

e per i pesi atomici

$$\frac{75{,}7}{34{,}7} = 2{,}191,$$

con che anche qui sono fondamentali i numeri atomici e non i pesi atomici (1).

La legge così espressa si chiama *legge di Moseley degli spettri d'alta frequenza*, inquantochè gli spettri Röntgen si chiamano d'alta frequenza per il gran numero delle oscillazioni che presentano.

La legge di MOSELEY dice che: *le radici quadrate delle frequenze sono funzioni lineari dei numeri atomici degli elementi*, e si esprime mediante la seguente semplice equazione:

$$\sqrt{\nu} = c\,(N - a)$$

ove ν è la frequenza, N il numero atomico dell'elemento relativo e a e c sono delle costanti.

---

(1) A titolo di curiosità sembra che in qualche caso sia stata osservata una serie J più dura della K, ed una serie N più molle della M, ma per pochissimi elementi. Può essere anche interessante il ricordare come MILLIKAN sia riuscito nel 1918 a misurare lunghezze d'onda di soli 145 Å. circa, con dei reticoli artificiali; e siccome con i cristalli non è possibile misurare lunghezze d'onda di più di 12 Å. così tale regione della scala delle vibrazioni rimaneva ancora inesplorata. Lo fu poi da HOLWECK, nel 1920, che utilizzò a tale scopo l'emissione dello spettro continuo dei corpi solidi sottoposti all'urto da parte di elettroni.

Le costanti c e a sono per le radiazioni K diverse che per le L e diverse ancora per le M.

La fig. 56 rappresenta la legge di MOSELEY nel suo insieme per le serie K, L e M; è manifesto l'andamento (in sostanza) rettilineo delle linee rappresentanti le radiazioni $K\alpha$, $L\alpha$ e $M\alpha$.

Questi risultati sono solo una supplettiva ma molto convincente riprova della teoria nucleare di RUTHERFORD.

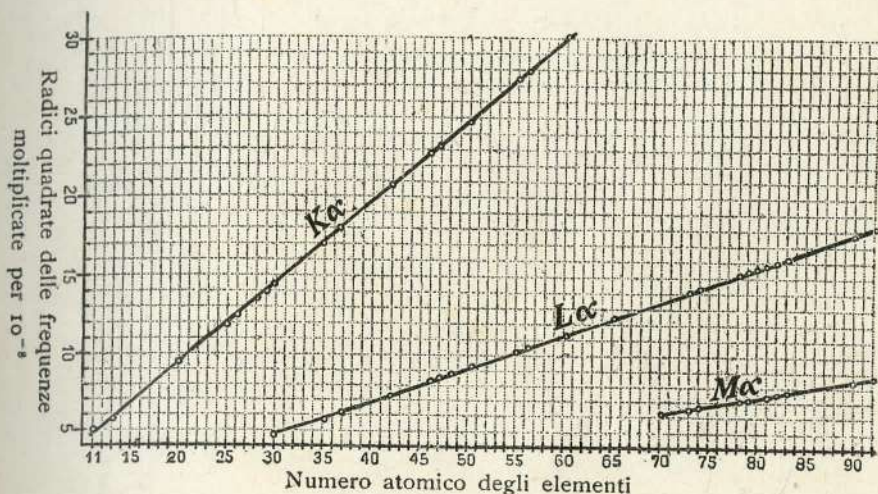



Fig. 56.

Le vibrazioni dei raggi X dipendono essenzialmente dal *nucleo atomico*; la frequenza cresce rapidamente con la carica di quest'ultimo.

Di una variazione *periodica* delle frequenze col crescere del numero atomico, come è il caso col comportamento chimico degli elementi, non esiste alcuna traccia.

Ne consegue che le periodicità che si verificano nella chimica e che hanno trovato la loro espressione nel sistema periodico degli elementi, *non possono assolutamente dipendere dalla carica nucleare, bensì solo dalla ripartizione* (*disposizione*) *degli elettroni satelliti*, dei quali finora non abbiamo ancora parlato.

La successione degli elementi nel sistema periodico.

Ma da questa semplice legge delle oscillazioni d'alta frequenza, noi abbiamo potuto ricavare un mezzo sicuro, in primo luogo, per stabilire esattamente la *successione* degli elementi nel sistema periodico, ove questa era dubbia, in secondo luogo per sapere con precisione ove nella tavola di MENDELEJEFF esistevano ancora delle lacune, cioè degli elementi non ancora scoperti, ed infine e principalmente per ordinare in modo corretto gli elementi fra il cerio ed il tantalio, i quali elementi non si erano ancora potuti classificare con esattezza.

Per ciò che riguarda innanzi tutto l'ordine degli elementi, si conoscevano da lungo tempo taluni casi nei quali la successione in base ai pesi atomici non permetteva all'elemento di trovarsi al suo posto esatto. Secondo il loro comportamento chimico, i tre elementi ferro, cobalto e nickel, si ordinano come qui è detto. Ma i pesi atomici sono 55,84, 58,97 e 58,68 cosicchè il nickel dovrebbe trovarsi prima del cobalto.

La misura delle lunghezze d'onda per la riga $K\alpha$, diede per il ferro il valore 1,928, pel cobalto 1,781 e per il nickel 1,653 Å., cosicchè le radici quadrate delle frequenze rispettive sono 12,47, 12,98 e $13{,}47 \cdot 10^8$ da cui segue incontestabilmente che la carica nucleare del nickel è di una unità superiore a quella del cobalto, cioè che la *successione esatta degli elementi nel sistema non è quella dei pesi atomici.*

Parimenti si era da tempo riconosciuto che il tellurio, di peso atomico 127,5, doveva appartenere alla 6ª colonna della tavola di MENDELEJEFF, insieme allo solfo ed al selenio, mentre il iodio col suo peso atomico minore (126,92) doveva appartenere alla 7ª colonna (insieme al cloro ed al bromo), cioè ad onta di un peso atomico minore, trovarsi dopo il tellurio. Gli spettri Röntgen dànno per la riga $K\alpha$ del tellurio 0,456, del iodio 0,437 Å., come lunghezze d'onda, quindi per le radici delle frequenze $25{,}65 \cdot 10^8$ e $26{,}20 \cdot 10^8$, con che resta dimo-

strato che anche qui *la successione esatta non è quella dei pesi atomici.*

Parimenti l'argo (peso atomico 39,88) si trova prima del potassio (peso atomico 39,10).

La lacuna massima nel sistema periodico era quella fra il cerio di peso atomico 140,25 ed il tantalio di peso atomico 181,5, una lacuna in cui andavano a cadere le *terre rare*, ma della quale non si sapeva affatto con quanti elementi andasse colmata. L'esame della serie L diede subito la soluzione del problema. Infatti il cerio corrispondeva, in base alla relazione lineare, indiscutibilmente al numero d'ordine 58 ed il tantalio al 73, cosicchè fra questi due dovevano trovarsi ancora 14 altri elementi. Di questi erano già conosciuti il praseodimio, il neodimio, il samario, il terbio, l'olmio, l'erbio, il tullio ed il gadolinio; altri, come l'europio, il disprosio, l'aldebaranio ed il cassiopeio vennero scoperti più tardi; uno è ancora sconosciuto [1].

Dunque per mezzo di queste ricerche si è potuto stabilire che dall'idrogeno all'uranio esistono 92 elementi diversi e non più, eccezione facendo per gli *isotopi* (pag. 121) di cui è formata tutta una serie di elementi (pag. 129); i quali isotopi però, possedendo per ogni elemento la stessa carica nucleare si trovano ogni volta riuniti nella stessa casella del sistema periodico.

Le terre rare rappresentano, nella classificazione degli elementi, una difficoltà, in quanto esse formano una classe a sè che non ubbidisce alle leggi della periodicità.

Ne risulta per il sistema periodico di 9 colonne, di cui la O e la VIII semplice, le altre doppie, la disposizione di cui a pag. 166 (secondo FAJANS) ove ogni elemento è accompagnato dal suo numero atomico (di fianco) e dal suo peso atomico (inferiormente). Questo è calcolato per $O = 16$.

---

[1] Cioè gli elementi delle terre rare sono 13. Il quattordicesimo elemento è l'*hafnio* di numero atomico 72, di recente scoperto da COSTER e HEVESY; l'hafnio è un omologo superiore dello zirconio. Sembra ch'esso non sia che il *celtio* d'URBAIN (1911) riscoperto da DAUVILLIER e URBAIN nel 1922 per mezzo del suo spettro d'alta frequenza.

	O	I a	I b	II a	II b	III a	III b	IV a	IV b	V a	V b	VI a	VI b	VII a	VII b	VIII
1 H 1,008	**2** He 4,00	**3** Li 6,94		**4** Be 9,1		**5** B 11,0			**6** C 12,00		**7** N 14,01		**8** O 16,00		**9** F 19,0	
—	**10** Ne 20,2	**11** Na 23,0		**12** Mg 24,32		**13** Al 27,1			**14** Si 28,3		**15** P 31,04		**16** S 32,06		**17** Cl 35,46	
—	**18** A 39,88	**19** K 39,10		**20** Ca 47,07		**21** Sc 45,1		**22** Ti 48,1		**23** V 51,0		**24** Cr 52,0		**25** Mn 54,93		**26** Fe **27** Co **28** Ni 55,84 58,97 58,68
—			**29** Cu 63,57		**30** Zn 65,37		**31** Ga 69,9		**32** Ge 72,5		**33** As 74,96		**34** Se 79,2		**35** Br 79,92	
	36 Kr 82,92	**37** Rb 85,45		**38** Sr 87,63		**39** Y 88,7		**40** Zr 90,6		**41** Nb 93,5		**42** Mo 96,0		**43** — —		**44** Ru **45** Rh **46** Pd 101,7 102,9 106,7
—			**47** Ag 107,88		**48** Cd 112,40		**49** In 114,8		**50** Sn 118,7		**51** Sb 120,2		**52** Te 127,5		**53** J 126,92	
—	**54** X 130,2	**55** Cs 132,81		**56** Ba 137,37		**57** La 139,0		**58** Ce 140,25	**59** Pr 140,9	**60** Nd 144,3	**61** — —	**62** Sm 150,4	**63** Eu 152,0	**64** Gd 153,7		
								65 Tb 159,2	**66** Dy 162,5	**67** Ho 163,5	**68** Er 167,7	**69** Tu 168,5	**70** Ad 173,5	**71** Cp 175,0		
—								**72** Hf 180		**73** Ta 181,5		**74** W 184,0		**75** — —		**76** Os **77** Ir **78** Pt 190,9 193,1 195,2
—			**79** Au 197,2		**80** Hg 200,6		**81** Tl 204,0		**82** Pb 207,20		**83** Bi 209,03		**84** Po (210,0)		**85** — —	
—	**86** Em (222,0)	**87** — —		**88** Ra 226,0		**89** Ac (227)		**90** Th 232,15		**91** Pa (230)		**92** U 238,2				

43 Masurio 61 Florenzio = Illinio ; 75 Renio ; 87 Ecacesio

Fig. 57.

87 Ecacesio

Oltre a quanto fu detto per le terre rare, si vede che mancano ancora 4 elementi, e precisamente quelli corrispondenti ai numeri atomici 43, 75, 85 e 87 [1].

Le sostanze radioattive polonio 84, radon 86, attinio 89 e protoattinio 91 si suppone appartengano ai posti loro assegnati.

Per gli elementi presentanti degli isotopi vedi la tabella a pag. 129.

Avendo così la teoria nucleare degli atomi acquistata una solida base nell'osservazione degli spettri d'alta frequenza, noi potremo accostarci ad essa con grande fiducia per l'esame delle ulteriori sue conseguenze.

Affinchè un atomo sia *neutro* cioè anelettrico, come lo sono in genere gli atomi delle diverse sostanze, bisogna che ogni atomo possieda esternamente al nucleo tanti elettroni negativi, quante sono le cariche elementari positive presentate dal nucleo.

Dovremo quindi aspettarci che un atomo neutro d'idrogeno possieda un elettrone negativo satellite, l'elio 2, ecc., ed infine l'uranio 92.

Ma un atomo può anche possedere un numero minore o maggiore di tali elettroni negativi esterni. Nel primo caso esso diventa un *ione positivo* con una o più cariche elementari positive eccedenti, nel secondo un *ione negativo* con una o più cariche elementari negative eccedenti. Dalla *valenza* degli atomi cioè dalla loro *capacità di saturazione* vale a dire dal fatto ch'essi sono mono-, bi-, tri, plurivalenti (vedasi pag. 12 e seg.), noi possiamo concludere: che questi elettroni satelliti si comportano diversamente; che in generale la maggior parte di essi, nelle circostanze normali, è legata abbastanza solidamente al nucleo centrale, ma che alcuni di essi, e particolarmente uno con elementi monovalenti, due con bivalenti, tre con trivalenti, ecc. lo sono meno, di modo che si possano da esso nucleo più facilmente separare o ad esso aggiungere.

---

[1] 43 e 75: due omologhi del manganese; 85 un alogeno; 87 un metallo alcalino.

Con questi elettroni di saturazione gli atomi si combinano a formare le molecole. Così, poichè per esempio un ione di rame è positivamente bivalente noi potremo inferire ch'esso non contiene i 29 elettroni negativi satelliti che l'atomo avrebbe se fosse allo stato neutro, bensì solo 27 e che appunto i due elettroni mancanti lo hanno reso bivalente [1].

Inversamente l'ione negativamente bivalente d'ossigeno, avrà oltre gli 8 elettroni dell'atomo neutro, anche due elettroni supplementari. Intorno al modo poi con cui gli elettroni negativi satelliti sono disposti o girano intorno al nucleo, non si può ancora, in base alle cose finora esposte, dire qualche cosa di più preciso [2].

La costituzione nucleare.

Sulla *carica nucleare positiva* degli atomi si possono ancora formulare altre considerazioni. La carica nucleare positiva dell'atomo d'idrogeno è compresa in un piccolo spazio (di raggio 10^{-16} cm.) che contiene precisamente *una* carica elementare. RUTHERFORD suppone che questo *nucleo dell'idrogeno sia l'elettrone positivo medesimo*, e propone di chiamarlo *proton*. Per *elettrone* sarebbe dunque da intendersi, come oggigiorno correntemente avviene, *il quanto elementare negativo d'elettricità* e per il *proton*, quello *positivo*.

Le cariche nucleari di tutti gli altri elementi si comporranno dunque di questi nuclei positivi d'idrogeno cioè di proton e dei necessari elettroni nucleari negativi. Si torna quindi in sostanza all'ipotesi di PROUT (pag. 10).

[1] Un atomo di *Cu* perdendo 2 elettroni satelliti diventa un ione positivo avente una bivalenza positiva, che può venir saturata da una bivalenza negativa d'un altro elemento. Così l'ione d'ossigeno è bivalente negativo, ciò che è dovuto all'accoglimento di due elettroni satelliti supplementari da parte dell'atomo di ossigeno. Quindi un ione di *Cu* si può unire per esempio ad uno di *O* a formare *CuO* (ossido rameico).

[2] Vedasi verso la fine del capitolo VI.

La contestazione che noi avevamo sollevato contro questa e cioè che allora i pesi atomici di tutte le sostanze dovevano essere *numeri interi*, ciò che non è in realtà, non ha più ora, dopo la scoperta degli isotopi di molti elementi, una seria base.

Esistono ad ogni modo dei piccoli scostamenti: come si è già ricordato il peso atomico dell'idrogeno, prendendo quello dell'ossigeno eguale a 16, non è 1 bensì 1,008, e così pure tanti altri elementi presentano dei valori che si scostano un pochino dai numeri interi.

Ma in base alla teoria di PROUT, come adesso è da noi intesa, non si può più parlare di una esatta interezza dei pesi atomici.

In quanto che il peso atomico si compone della massa del nucleo e della massa degli elettroni negativi; con che del resto tutte queste masse sono *apparenti*. Ora se anche la massa apparente di un elettrone negativo, è solo l'1/1835 di quella di un atomo d'idrogeno, si comprende tuttavia che se di questi elettroni ne esistono molti nel nucleo ed intorno a questo, debbono verificarsi dei leggeri scostamenti dall'interezza dei pesi atomici. Al che è ancora da aggiungere quanto segue.

Nel caso che gli elettroni negativi esterni al nucleo, si *muovessero* e nel caso che la loro velocità fosse, a seconda delle circostanze, per l'uno o per l'altro atomo, assai grande, cioè comparabile con la velocità della luce, allora anche la massa apparente degli elettroni crescerebbe e potrebbero quindi verificarsi perfino degli scostamenti notevoli. Dunque l'obbiezione che si era fatta con ragione all'ipotesi di PROUT non ha qui più lo stesso peso, poichè il numero degli elettroni negativi nel nucleo e fuori di esso può essere, nel suo insieme, notevole.

E ancora: la massa di un nucleo di idrogeno essendo apparente (pag. 114) dipende in parte anche dalla circostanza dell'esistenza di altre cariche positive e negative nelle sue immediate vicinanze. Essa può diventare per ciò maggiore o minore. Ne derivano pure delle piccole divergenze dei pesi atomici da numeri interi in più o in meno.

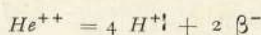
Concludendo, non vi è più obbiezione seria possibile contro l'ipotesi che gli atomi si compongano di proton e di elettroni negativi.

D'altra parte la supposizione, che il nucleo d'idrogeno sia l'elettrone positivo medesimo, e che non esista che un solo genere di elettroni positivi, non si basa innanzi tutto che sul nostro desiderio d'unità. In questo corpo dovrebbe per esempio il nucleo d'elio con peso atomico 4 e due cariche positive (cioè le particelle α) essere costituito da 4 nuclei d'idrogeno, e da due elettroni negativi [1]. Il suo raggio sarebbe quindi a causa della grandezza degli elettroni negativi, dell'ordine di 10^{-13} cm.

Ad eccezione che coll'idrogeno, i nuclei possiederebbero allora un volume grande almeno quanto quello degli elettroni

---

[1] Dovrebbe essere cioè

$$He^{++} = 4\ H^{+1} + 2\ \beta^-$$

Ma se consideriamo le masse, riferite ad $O = 16$, abbiamo che quella dell'idrogeno è 1,0077 (secondo le misure più esatte); per cui la massa del nucleo d'*He* dovrebbe essere $4 \cdot 1{,}0077$ (trascurando le masse dei 2 elettroni β^-) e cioè eguale a 4,03. In altre parole nella condensazione di 4 nuclei d'*H* e di 2 elettroni a formare un nucleo d'*He*, si verificherebbe una perdita di massa che, riferita ad un atomo-grammo, risulta eguale a 0,03. Di conseguenza si presenta alla mente il dubbio che il nucleo d'*He* non derivi affatto da 4 nuclei d'*H*. Senonchè l'accennata perdita di massa spiegherebbe abbastanza bene la grande stabilità del nucleo d'*He*.

Infatti, secondo la meccanica classica l'energia cinetica d'un corpo è data da

$$E_{cin} = \frac{1}{2}\, m\, v^2 \tag{1}$$

Ma se la massa, come afferma EINSTEIN, è una funzione della velocità, si deve avere

$$E_{cin} = m_0 c^2 \left(\frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} - 1, \right), \tag{2}$$

che per la

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \beta^2}} \tag{3}$$

negativi medesimi. Ma che in realtà dei nuclei d'idrogeno esistano negli altri nuclei e che quello d'elio abbia veramente la

---

ove m_0 è la massa in riposo, dà

$$E_{cin} = c^2 (m - m_0)$$

ovvero

$$m - m_0 = \frac{E_{cin}}{c^2},$$

ove si vede che l'aumento della massa che risulta dal moto di un corpo è eguale al quoziente della sua energia cinetica per il quadrato della velocità della luce.

Tale risultato ci conduce alla legge generale di EINSTEIN dell'inerzia dell'energia, secondo la quale ogni energia rappresenta una massa eguale a

$$m = \frac{E}{c^2}.$$

Se dunque un sistema (ad esempio per radiazione) perde dell'energia, ne risulta anche una perdita di massa. Reciprocamente da una perdita di massa si può calcolare quella d'energia.

Tornando al nostro caso, supponiamo che nella riunione di 4 H^+ a formare 1 He^{++}, si avveri una perdita d'energia data da

$$\Delta E = c^2 \, \Delta m = 0{,}03 \; c^2$$

per ogni atomo-grammo (vedi pag. 5) di *He*. Questa energia rappresenta in pari tempo il lavoro necessario per disintegrare ogni nucleo d'*He* dell'atomo grammo nei suoi 4 nuclei d'*H* e dà quindi una misura della stabilità del nucleo d' *He*.

Ora l'energia che si rende disponibile in una trasformazione α (pag. 123) è, in prima approssimazione, eguale all'energia cinetica della particella α (o nucleo d'*He*) emessa, quindi eguale a

$$\Delta E = \frac{1}{2} mv^2$$

ove m è la massa, v la velocità della particella. Se per m poniamo il valore 4,00 (massa dell'atomo-grammo) e per v il valore $c/15$, si ha

$$\Delta E = \frac{1}{2} \cdot 4{,}00 \cdot \left(\frac{c}{15}\right)^2 = 0{,}009 \cdot c^2$$

che rappresenta l'energia posseduta dal numero totale di particelle α in una trasformazione radioattiva che dia luogo alla formazione di un atomo-grammo d'elio, energia che è quindi ancora tre volte inferiore a quella necessaria per

grandezza detta, viene provato dalla disintegrazione dell'atomo di azoto, eseguita da RUTHERFORD e di cui si tratterà nel VI capitolo.

---

disintegrare ogni nucleo di un atomo-grammo d'elio nei suoi elementi costitutivi H^+ e β^-, essendo infatti

$$0{,}03\ c^2 = \sim 3 \cdot 0{,}009\ c^2,$$

ove è da tenersi presente che

$$0{,}009 \cdot c^2 \text{ ergs}$$

sono eguali a ben

$$\frac{0{,}009 \cdot c^2}{4{,}19 \cdot 10^{10}} = \sim 2 \cdot 10^8 \text{ grandi calorie}$$

essendo appunto 1 grande caloria eguale a $4{,}19 \cdot 10^{10}$ ergs, e $c = 3 \cdot 10^{10}$ cm.

CAPITOLO V.

Gli spettri di righe ed il modello atomico di Bohr

Gli spettri di righe.

Il metodo più sensibile, mediante il quale la chimica poteva, prima della scoperta della radioattività, riconoscere le più piccole tracce delle diverse sostanze e nello stesso tempo a mezzo del quale essa riuscì ad individuare tutta una serie di nuovi elementi, è notoriamente l'*analisi spettrale*. Questa si basa sul fatto che la luce emessa da vapori incandescenti o da gas luminosi, passando attraverso una fenditura ed un successivo prisma, si scompone in uno spettro. Però quest'ultimo non è, come nel caso dei solidi incandescenti, un nastro che contenga tutti i colori dal rosso al violetto, e senza alcuna soluzione di continuità, cioè uno spettro completo; bensì uno spettro di un numero assai variabile, a seconda degli elementi, di *righe* colorate e costituenti il cosidetto *spettro di righe* [1].

---

[1] Oltre allo spettro di righe ed a quello continuo esiste anche lo *spettro di bande* che è formato da strisce più o meno luminose su un fondo oscuro; ognuna di esse è costituita da un gran numero di righe vicinissime, come si può vedere quando la dispersione è sufficientemente spinta.

I vapori dei metalli dànno di solito spettri a righe, come i gas nobili; i metalloidi aeriformi degli spettri a bande, ma solo quando la pressione alla quale si trovano è di qualche mm. di *Hg*; a pressione alquanto minore dànno delle righe. Da questo ed altri fatti si è dedotto che gli spettri a righe sieno dovuti agli atomi liberi, quelli a bande alle molecole.

Così l'idrogeno ad una pressione di alcuni mm. di *Hg* dà le righe, a pres-

Tali righe sono così caratteristiche per gli elementi chimici esistenti nei vapori incandescenti, che, dalla comparsa di determinate fra esse, si può constatare la presenza del rispettivo elemento. Nella proiezione ed analisi dello spettro, invece di un prisma, si ricorre per ricerche accurate, ad un *reticolo di diffrazione*, meglio se ad uno di ROWLAND, costituito da una superficie metallica speculare, nella quale si trovano incisi ad intervalli eguali 1700 tratti al millimetro [1].

Se attraverso ad una fenditura si fa cadere la luce di un vapore incandescente oppure di un gas luminoso su di un simile reticolo, si ottiene nella luce riflessa e da ambi i lati dell'immagine diretta della fenditura sullo schermo, gli spettri di diffrazione, ed invero un primo, secondo e terzo spettro a distanze angolari crescenti a partire dall'immagine centrale [2].

Misurando esattamente la distanza angolare che una riga di questi spettri di diffrazione presenta rispetto all'immagine centrale della fenditura e dal numero dei tratti per millimetro tracciati sul reticolo, si può — ed è questo uno dei metodi più importanti per queste misure — determinare con grande precisione la lunghezza d'onda della rispettiva riga.

Le lunghezze d'onda dei diversi colori sono delle grandezze molto piccole. Esse verranno in seguito sempre espresse in unità ÅNGSTRÖM (Å.) che, come vedemmo a pag. 135, corrisponde alla decimilionesima parte di un millimetro cioè a 10^{-8} cm.

Fra le righe prodotte da un gas luminoso se ne distinguono sempre talune per una particolare intensità e nitidezza.

---

sione maggiore delle bande, cioè per dare delle righe esso deve prima scindersi nei suoi atomi. Le bande dell'iodio (metalloide) si trasformano in righe, man mano che la molecola I_2 si scinde in atomi I. Le righe dei metalli allo stato di vapore e dei gas nobili s'intendono precisamente dovute alla monoatomicità delle loro molecole.

(1) Di questi reticoli del ROWLAND a riflessione ve ne sono di piani e di concavi. Taluni arrivano a 110.000 scalfitture complessive. I reticoli concavi presentano il vantaggio di ottenere gli spettri senza aiuto di lenti, che indeboliscono in particolar modo talune radiazioni (ultravioletto).

(2) Vedasi quanto fu detto dei reticoli per riflessione (o catottrici) a pag. 141.

Queste vengono generalmente considerate come *le righe* dell'elemento corrispondente. Ma un esame più preciso con un reticolo di diffrazione di grande potenza (un reticolo con molte scalfitture, cioè di grande potere dispersivo e risolutivo) [1] fa notare ancora un gran numero di righe più deboli, nonchè sovente singole righe che, ritenute dapprima semplici, appaiono allora costituite da due o più righe molto vicine fra loro. L'aspetto dello spettro dipende essenzialmente anche dalla temperatura del vapore incandescente oppure dal modo con il quale viene eccitata, mediante la corrente elettrica, la luminosità dei gas nei *tubi Geissler.*

Lo spettro visibile che si estende dal rosso (con la lunghezza d'onda limite di circa 7600 Å.) fino al violetto (con la lunghezza d'onda limite di circa 3800 Å.), possiede notoriamente delle continuazioni, al di là dei suoi limiti, che l'occhio non percepisce, ma che noi possiamo esaminare con mezzi fisici con la stessa precisione con la quale si può studiare lo spettro visibile.

La continuazione dello spettro dal lato del color rosso vien chiamata l'*infrarosso*. Le righe che compaiono in questa regione e che si possono rivelare mediante speciali apparecchi sui quali agisce l'azione calorifica delle rispettive radiazioni, hanno dunque delle lunghezze d'onda superiori a 7600 Å. I raggi infrarossi si possono seguire bene fino ad una lunghezza d'onda di 50.000 Å.; ma con apparecchi adatti molto sensibili si è arrivati a percepirne aventi lunghezze di onda di un terzo di mm., cioè di 3 milioni di Å.

---

[1] Il *potere risolutivo o separatore* cioè la facoltà di produrre righe distinte per lunghezze d'onda poco diverse, dipende dal numero totale delle strie del reticolo; più questo è grande e meno le righe sono sfumate agli estremi, con che due righe vicinissime risultano meglio distinte fra loro.

Invece la *dispersione*, cioè l'estensione in larghezza delle righe e la loro distanza, dipende dall'intervallo con cui si seguono le fenditure nel reticolo e precisamente il suo valore è inversamente proporzionale alla *costante* del reticolo che è, come è noto, eguale alla distanza fra due punti omologhi di due fenditure successive (vedi pag. 137).

La regione invisibile dello spettro al di là del violetto, chiamata *ultravioletto*, e nella quale la maggior parte delle sostanze possiede molte righe, si esplora facilmente mediante la fotografia. I raggi ultravioletti agiscono infatti per una buona parte del loro spettro sulle lastre fotografiche: con tale metodo si arriva facilmente ad una lunghezza d'onda di 1800 Å., ed in certi casi fino a 1000 Å. (1).

Quale esempio per gli spettri a righe è dato nella fig. 58 quello delle righe principali dell'idrogeno come lo si osserva allo spettroscopio comune (fenditura e prisma) quando il

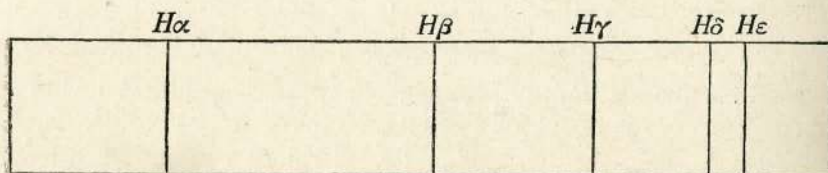



Fig. 58.

suddetto gas si trova in un tubo GEISSLER. Di solito compaiono 4 righe, e se la rarefazione è sufficientemente spinta, anche la quinta; queste cinque righe si indicano con H_α, H_β, H_γ, H_δ e H_ε e possiedono le seguenti lunghezze d'onda:

riga	colore	lunghezza d'onda in Å.
H_α	rosso	6563
H_β	verde	4861
H_γ	indaco	4341
H_δ	violetto	4102
H_ε	violetto	3970

(1) Analogamente a quanto avviene in acustica le vibrazioni si dividono per comodità in ottave, ove per ottava s'intende una gamma di vibrazioni le cui lunghezze d'onda vanno da un dato numero ad uno doppio. Allora per le varie oscillazioni si ha la tabella a pagg. 178÷179.

Un secondo esempio è dato dallo spettro delle righe principali dell'elio riprodotto nella fig. 59. Si vedono in questo

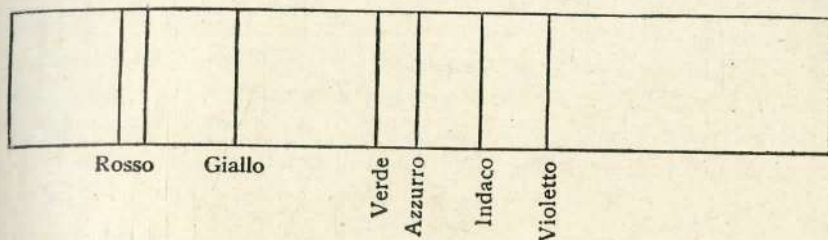



Fig. 59.

spettro sette righe luminose che possiedono i seguenti colori e lunghezze d'onda:

colore	lunghezza d'onda in Å.
rosso	7065
rosso	6678
giallo	5876
verde	5016
azzurro	4923
violetto	4713
violetto	4471

Nella stessa guisa i più diversi elementi presentano un maggior o minor numero di linee nel loro spettro.

Relativamente semplici sono ancora gli spettri di righe dei metalli alcalini, cioè del gruppo I *a* del sistema periodico; un po' più complicati quelli dei metalli alcalino terrosi (gruppo II *a* del sistema periodico); ricchissimi in righe gli ulteriori elementi [1].

[1] È da notarsi che gli elementi di un gruppo verticale del sistema periodico dimostrano sotto il punto di vista spettrale, un comportamento ana-

Dal fatto che lo spettro di ciascun elemento chimico possiede una struttura particolare, si deduce che gli spettri devono dipendere dagli *atomi* degli elementi relativi, e poichè ogni linea corrisponde ad un determinato numero di vibrazioni, così gli spettri dimostrano che all'interno dell'atomo hanno luogo determinati movimenti periodici. Già dunque dall'esistenza degli spettri si poteva da tempo concludere, come in realtà avvenne, che gli atomi non sono semplicemente

SCALA DELLE

ONDE ELETTRICHE O HERTZIANE (*22 ottave conosciute*)		ONDE INFRAROSSE (*8 ottave*)			ONDE LUMINOSE (*1 ottava*)
λ=30·000 m ←	→ 0,00025 m	λ=0,25 mm → → 314 μ	$\lambda = 314\mu$)= =3·140·000 Å) ← → 7600 Å		λ=7600 Å ←→ 3800 Å
ottenute con alternatori ad alta frequenza	minima lunghezza d'onda elettricamente rivelabile	regione inesplorata	lunghezza d'onda massima osservata in uno spettro d' emissione (vapore di Hg)	limite dello spettro visibile	limite spettr... bi...

degli spazi riempiti di sostanza materiale bensì ch'essi sono suddivisi in parti costitutive che possono effettuare dei movimenti periodici.

Se noi volessimo ricorrere per la spiegazione delle linee spettrali, ad un'analogia tolta dal campo acustico, ove pure ogni corpo può eseguire oscillazioni molto differenti fra loro, si riconoscerebbe subito che tale analogia non condurrebbe ad alcun risultato.

---

logo (per esempio le rispettive linee si possono raggruppare in serie oppure no). Il che corrisponde all'ipotesi che gli spettri visibili abbiano origine alla periferia dell'atomo, per cui egual comportamento per eguale costituzione periferica.

Quando si eccita la vibrazione di una colonna d'aria in un tubo sonoro, oppure quando vibra una corda da violino o da pianoforte, si verifica che la vibrazione dell'aria nel tubo o della corda non è una unica, caratterizzata da una ben determinata frequenza, bensì complessa, inquantochè si esplicano contemporaneamente vibrazioni varie con frequenze molto diverse tra loro.

Un simile tubo sonoro o corda vibrante non fornisce cioè

…GHEZZE D'ONDA.

…ONDE …TRAVIOLETTE	RAGGI X				RAGGI γ **Elementi radioattivi**
(*5 ottave*)	(*4 ottave*)	[*8 ottave* (*Röntgen*)]			(*6 ottave di cui 4 circa comuni con i raggi Röntgen*)
…00 Å ⟷ 144 Å	λ = 144 Å ← → 12 Å	λ = 12 Å ⟷	0,2 Å ⟷	0,057 Å	λ = 1 Å ← → 0,05 Å
(Millikan) vedi pag. 148 e 162	campo esplorato da Holweck (1920)	raggi molli caratteristici degli elementi leggeri	raggi X ordinari	limite dei raggi ultraduri, dipendente solo dalla fabbricazione dei tubi di scarica	

una nota *semplice*, bensì un miscuglio di note da cui deriva quel carattere del suono che si chiama *timbro* o *metallo*. Se ora si analizza un simile miscuglio, cioè si ricercano le singole note che lo compongono, il che si può facilmente fare col metodo di HELMHOLTZ (1), si trova quanto segue.

(1) Per l'analisi dei suoni, HELMHOLTZ adoperò i suoi *risonatori* che consistono in una sfera metallica cava comunicante da una parte con l'esterno per mezzo di un'apertura circolare, dall'altra, mediante un corto tubetto, con l'orecchio, quando a questo si accostano. La cavità, di volume e di forma determinata, non rinforza che una sola nota, quella che la massa d'aria in essa contenuta emetterebbe se fosse posta in vibrazione. Per cui applicando successivamente all'orecchio diversi di tali risuonatori, quando si produce un suono, si può determinare di quali note quest'ultimo si compone.

Fra le note del miscuglio ve n'è *una* che possiede un numero di vibrazioni minimo, per cui viene chiamata la *nota fondamentale* del suono dato. Essa possiede di solito anche l'intensità massima e determina l'*altezza musicale* del suono [1]. Tutte le altre note che sono contenute nel suono in questione possiedono delle frequenze che sono sempre un multiplo semplice di quella della nota fondamentale. Se indichiamo allora con 1 il numero delle vibrazioni della nota fondamentale, le altre note del suono possiedono una frequenza qualsiasi della serie

2, 3, 4, 5, 6, 7, 8,..........

Le loro frequenze sono dunque multipli *interi* di quella della nota fondamentale.

Tali note, appartenenti ad una data fondamentale, si chiamano le *armoniche superiori* di quest'ultima. In un suono possono esistere tutte le armoniche, con diversa intensità, della nota fondamentale, oppure solo quelle di numero pari, od ancora solo quelle dispari; talora ne mancano più successive. In definitiva la combinazione della nota fondamentale con le sue armoniche può essere diversissima, da cui appunto la diversità del timbro che distingue un istrumento dall'altro quando dànno la stessa nota, ma sempre, ed è ciò che a noi qui importa, gli armonici superiori possiedono una frequenza che è un multiplo intero di quella della nota fondamentale. Ne segue che, partendo da questa ultima, nella prima ottava non esistono armonici, nella seconda due (2, 3) nella terza ottava otto (8, 9, 10, 11, 12, 13, 14, 15), ecc. La differenza delle frequenze delle successive note armoniche in ogni ottava è sempre la stessa, ed eguale a 1, cioè alla frequenza della nota fondamentale.

Se questo fosse il caso anche per le frequenze cui sono da attribuirsi gli spettri di righe, allora le singole righe di uno spettro

[1] L'intensità dipende dall'ampiezza delle oscillazioni, l'altezza dal loro numero nella unità di tempo.

di diffrazione, espresse in numero di vibrazioni, dovrebbero presentare lo stesso intervallo fra l'una e l'altra, con che naturalmente in una serie ne possono anche mancare talune.

Ma ciò non si verifica in alcun modo; l'analogia con le oscillazioni acustiche non conduce, nell'esame di spettri di righe, a nessun risultato.

La legge di Balmer e la costante di Rydberg.

Una legge nella disposizione delle righe di uno spettro fu per la prima volta scoperta con l'idrogeno, ed in realtà per via puramente empirica, per tentativi, dallo svizzero BALMER, che ne riconobbe nel 1885 la stupefacente regolarità.

Le lunghezze d'onda delle cinque righe $H_\alpha \div H_\varepsilon$ dell'idrogeno, di cui si è parlato più sopra, si possono infatti rappresentare con i seguenti numeri:

Notazione	Lunghezza d'onda osservata	Rappresentazione mediante	Lunghezza d'onda calcolata
H_α	6563	$3646,13 \cdot \frac{9}{9-4}$	6563
H_β	4861	$3646,13 \cdot \frac{16}{16-4}$	4861
H_γ	4341	$3646,13 \cdot \frac{25}{25-4}$	4341
H_δ	4102	$3646,13 \cdot \frac{36}{36-4}$	4102
H_ε	3970	$3646,13 \cdot \frac{49}{49-4}$	3970

Il fattore col quale si deve moltiplicare il numero 3645,13 per ottenere i valori osservati ha dunque, per le successive righe,

le grandezze:

$$\frac{3^2}{3^2-2^2}, \frac{4^2}{4^2-2^2}, \frac{5^2}{5^2-2^2}, \frac{6^2}{6^2-2^2}, \frac{7^2}{7^2-2^2}.$$

Ora questa singolare legge non si dimostrò valida soltanto per le 5 righe esistenti nello spettro visibile; poichè si poterono con essa rappresentare altre 24 righe dell'idrogeno (appartenenti alla regione ultravioletta dello spettro e scoperte parte direttamente mediante i tubi GEISSLER, parte nello spettro delle protuberanze solari), attribuendo successivamente al numeratore i valori 8^2, 9^2..... fino a 31^2, al denominatore i valori 8^2-2^2, 9^2-2^2 ecc., fino a 31^2-2^2.

Se per k s'intende uno dei numeri da 3 a 31, la lunghezza d'onda λ della riga corrispondente dell'idrogeno diventa (in Å.)

$$\lambda = 3646{,}13 \frac{k^2}{k^2-2^2}.$$

Questa sorprendente relazione viene chiamata *formola di Balmer*. Le 29 righe dell'idrogeno rappresentate da tale formola, costituiscono *una serie* dell'idrogeno.

Invece delle lunghezze d'onda è più opportuno introdurre le frequenze di queste righe, con che il prodotto della lunghezza d'onda per la frequenza è eguale alla velocità di propagazione della luce, cioè a $3 \cdot 10^{10}$ cm/sec $= 3 \cdot 10^{18}$ Å/sec.

Allora la frequenza è

$$= \frac{3 \cdot 10^{18}}{\text{lunghezza d'onda}}$$

e conseguentemente per la k-esima riga dell'idrogeno si ha

$$\text{frequenza} = \frac{3 \cdot 10^{18}}{3646{,}13} \left(1 - \frac{2^2}{k^2}\right)$$

$$= \frac{3 \cdot 10^{18} \cdot 4}{3646{,}13} \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{k^2}\right)$$

$$= 3{,}291 \cdot 10^{15} \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{k^2}\right)$$

Le frequenze delle 29 righe si ottengono dunque introducendo successivamente al posto di k i numeri interi della serie naturale fra 3 e 31.

È di grande interesse che nell'infrarosso si sieno trovate due righe dell'idrogeno le cui frequenze si possono rappresentare in modo del tutto simile mediante le formole

$$3{,}291 \cdot 10^{15}\left(\frac{1}{3^2}-\frac{1}{4^2}\right) \quad \text{e} \quad 3{,}291 \cdot 10^{15}\left(\frac{1}{3^2}-\frac{1}{5^2}\right).$$

Le corrispondenti lunghezze d'onda osservate furono di

$$18751 \text{ Å. e } 12818 \text{ Å.},$$

quelle calcolate con la formola di cui sopra

$$18752 \text{ Å. e } 12819 \text{ Å.}$$

Qui non compare dunque la differenza

$$\frac{1}{2^2}-\frac{1}{k^2},$$

bensì la

$$\frac{1}{3^2}-\frac{1}{k^2},$$

cioè queste due righe non appartengono alla serie originale di Balmer ma ad una nuova serie retta da una legge analoga.

Il fattore $3{,}291 \cdot 10^{15}$ della formola per lo spettro dell'idrogeno ha in realtà un significato generale per tutti gli spettri, come Rydberg riconobbe per primo; lo si chiamò quindi *costante di Rydberg* e si esprime brevemente con la lettera R.

La particolare coincidenza della formola di Balmer con quella or ora dedotta dalle righe osservate nell'infrarosso, dimostra che qui non si tratta di un caso, bensì di una vera legge.

Le frequenze ν delle righe dell'idrogeno (comprese quelle dell'infrarosso) si possono infatti rappresentare mediante la formola:

$$\text{frequenza} = R\left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{k^2}\right),$$

ove la R è la costante $3,291 \cdot 10^{15}$ di RYDBERG ed ove per k sono da introdursi successivamente i numeri interi 3, 4, 5, ecc. della serie naturale, mentre n assume per le righe comuni dell'idrogeno il valore 2, per le righe dell'infrarosso il valore 3, nel qual ultimo caso k incomincia solo col numero 4.

Tutte le righe che si ottengono con un determinato n, quando per k si introducono i numeri interi della serie naturale, costituiscono una *serie di righe*.

Si tentò naturalmente ben presto di applicare la legge di BALMER anche ad altri spettri che non fosse quello dell'idrogeno.

Ma si dimostrò che per gli altri elementi una legge così semplice, cioè nella quale entrassero solo i quadrati dei numeri, non esisteva.

Tuttavia si riconobbe che anche in questi altri spettri un intero numero di righe appartenevano insieme, le quali di conseguenza si potevano riunire, qualora al numero k si sostituissero sì tutti i numeri interi, ma invece che al semplice quadrato, come nelle serie di BALMER, sotto un'altra combinazione.

Tutte queste righe di un gruppo di uno spettro si comprendono nel concetto di *serie* e tali serie furono riscontrate in molti altri spettri, con che si assodò che tutte le righe appartenenti ad una e medesima serie, presentavano lo stesso aspetto. Negli spettri di moltissime sostanze si distinguono in generale più serie diverse fra loro di cui alcune si compongono sovente di righe doppie o triple vicinissime.

Si è dunque trovata una legge di regolarità del tutto speciale negli spettri dell'idrogeno e di molti altri elementi. Le frequenze delle diverse righe dipendono dalla successione dei numeri interi, ma non sono come le note armoniche

superiori dell'acustica, proporzionali a questi numeri interi; i quali invece, compaiono al denominatore, nel caso più semplice al quadrato, negli altri in combinazione più complicate.

Come ci si deve ora rappresentare un meccanismo oscillante, cioè un meccanismo con movimenti periodici, per il quale esista una così singolare relazione fra le sue possibili oscillazioni? Se si potesse immaginare un simile meccanismo, esso rappresenterebbe i moti interni dell'atomo. Molti tentativi vennero fatti in questo senso da matematici e fisici ma in generale senza risultato.

Una elaborazione della teoria *nucleare di Rutherford* che tenesse conto dell'intero atomo, avrebbe assolutamente richiesto un modello di quest'ultimo per il quale fossero possibili, nel caso più semplice, i movimenti voluti dalla legge di BALMER, negli altri, ed in generale, quelli caratterizzati dagli spettri a righe.

Il modello atomico di Bohr e la teoria dei quanti.

Ora, nel 1913, riuscì allo scienziato danese NIELS BOHR di sviluppare l'idea dell'atomo di RUTHERFORD in modo da soddisfare in singoli casi alle richieste di cui sopra. Questa teoria, ad onta delle molte difficoltà ed oscurità che ancora contiene, mostra tuttavia una tale inaspettata e brillante coincidenza coi risultati sperimentali da potersi con sicurezza ammettere ch'essa abbia in sè un fondo di verità.

Per poterla comprendere bisogna anzitutto parlare di una realtà fisica scoperta soltanto nel 1900 e non ancor ben chiarita. Notoriamente in tutti i fenomeni di natura fisica e chimica si può verificare la legge, per la prima volta espressa da HELMHOLTZ, che l'*energia* non si distrugge nè si crea, bensì solo si trasforma dall'una specie in un'altra. Per energia s'intende tutto ciò che prende origine da un lavoro oppure che si può trasformare in lavoro. L'energia può assumere forme molto diverse, come per esempio energia cinetica (forza viva),

energia potenziale [1], energia termica, energia elettrica, energia chimica [2], energia luminosa [3], ecc. Ogni fenomeno fisico o chimico è sempre legato ad un passaggio d'energia, da una forma all'altra.

Con che noi ci rappresentiamo l'energia come qualche cosa che si può variare *con continuità*, cioè che può accrescersi o diminuire di quantità piccole quanto si vuole. In tutte le trasformazioni d'energia con le quali noi abbiamo solitamente da fare, una simile continuità si verifica sempre.

Quando per esempio dell'acqua in moto aziona una turbina e questa una dinamo, che a sua volta dia luogo ad una corrente elettrica, alimentante le lampade ad incandescenza e ad arco di un paese, ecco che l'energia cinetica dell'acqua si trasforma nell'energia di moto della turbina e della dinamo; l'energia di moto in energia elettrica ed infine questa in energia calorifica e luminosa. Una quantità *per quanto piccola* d'acqua corrente, un lavoro *per quanto piccolo* che questa produca, si trasforma alla fine in una corrispondente quantità d'energia calorifica e luminosa. Noi esprimiamo questo fatto col dire che l'energia può variare *in modo continuo*, cioè che non esiste una variazione saltuaria (discontinua) d'energia dell'acqua corrente, non più che d'energia elettrica o termica.

Questa rappresentazione ed asserzione era giusta soltanto finchè noi avevamo a che fare con i fenomeni grossolani che i corpi presentano nel loro complesso. Ma allorchè negli ultimi decenni la fisica progredì tanto da poter studiare il comportamento dei singoli atomi ed elettroni, si dimostrò che tale rappresentazione non era più esatta. L'energia che dai singoli

---

[1] Cioè che deriva dalla posizione in cui si trova un corpo: per esempio un grave posto in alto, cadendo, può sviluppare un lavoro, che è eguale all'energia potenziale da esso posseduta nella posizione di partenza.

[2] Per esempio una carica di dinamite possiede un'energia potenziale chimica.

[3] È un caso particolare d'energia raggiante.

Che le radiazioni luminose trasportino energia si può provare facendo cadere un raggio di luce su un corpo annerito il quale allora si riscalda, trasformando l'energia raggiante in energia termica.

atomi viene emessa sotto forma di oscillazioni, non è continua, non uniforme, bensì saltuaria, cioè *variabile*, come oggi si dice, *quantisticamente*.

Un atomo può emettere una certa quantità minima, finita, d'energia, come energia raggiante, cioè un *quanto d'energia*, oppure due o tre ecc. di tali quanti, ma non $^3/_4$ oppure $1\,^1/_2$ o $2\,^1/_4$ quanti, insomma *non* una *frazione* di quanto.

Questo modo di vedere fu acquisito alla fisica dalle ricerche sulla radiazione di un corpo nero [1], e si è dimostrato poi

[1] Dicesi *corpo nero* un corpo il quale assorbe la totalità dell'energia raggiante ch'esso riceve. In natura non esiste alcuna sostanza, neppure il nerofumo, capace di soddisfare esattamente a questa condizione, cioè di non riflettere e lasciar passare quota alcuna della radiazione incidente, quale si sia la sua lunghezza d'onda.

Tuttavia un corpo perfettamente nero è realizzabile mediante un semplice artificio. Si consideri un involucro a pareti opache nel quale sia praticato un piccolo foro. Se per questo foro si lasciasse penetrare una radiazione di lunghezza d'onda qualsiasi, essa subirebbe contro le pareti delle riflessioni successive accompagnate però ciascuna da un assorbimento parziale (vedi fig. 60). Dopo un gran numero di riflessioni la radiazione finirebbe per venire completamente assorbita nè più alcuna parte di essa uscirebbe dall'apertura dalla quale era entrata, per cui si potrà ritenere quest'ultima perfettamente *nera*, cioè paragonare ad un elemento di superficie che assorba completamente l'energia che riceve.

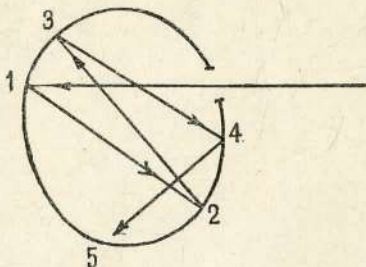



Fig. 60.

Per studiare quindi l'irraggiamento emesso da un corpo nero, ricorriamo ad un simile involucro a pareti opache e, in un primo tempo, completamente chiuso, tale cioè che non abbia luogo scambio alcuno d'energia raggiante fra l'interno e l'esterno. Se allora ne portassimo e mantenessimo le pareti ad una temperatura costante, e ne esplorassimo l'interno con un termometro, questo, segnando lo stesso numero di gradi in ogni punto, ci rivelerebbe, anche nel vuoto assoluto, non soltanto l'esistenza d'una energia raggiante, bensì pure la sua uniforme distribuzione in tutto l'involucro.

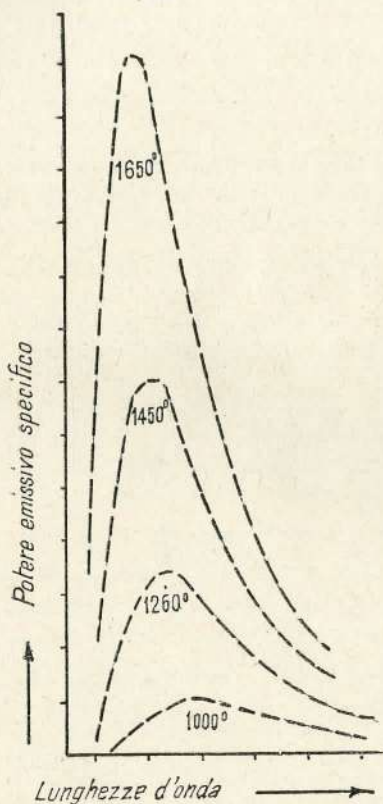
A questo *stato stazionario* un contorno chiuso di un cm^2 di area, situato in un punto qualsiasi dell'interno è ad ogni istante attraversato da una quantità d'irraggiamento eguale a quella che vi passa in senso opposto. Se ora il contorno si trova tagliato nelle pareti dell'involucro, l'energia raggiante che uscirà

valido in altri casi, per es., in quelli in cui entrano in questione le oscillazioni, cioè i movimenti periodici degli atomi, ed in particolare nella teoria del calore specifico.

---

all'esterno non si distinguerà da quella che regna nell'interno, e, se ne consideriamo la quantità emessa in un secondo tempo, avremo il *potere emissivo totale* dell'apertura e quindi, per quanto fu detto più sopra, di un corpo nero. Questo potere emissivo totale è quello comprendente tutte le lunghezze d'onda di cui è costituita la radiazione interna; esso è una funzione della temperatura che regna nell'involucro, mentre è indipendente dalle dimensioni e dalla natura delle pareti di questo.

Fig. 61.

Se la temperatura è sufficientemente alta, la radiazione uscente dall'apertura può anche essere luminosa. Analizzandola allo spettroscopio si riesce, con opportuni mezzi di misura, a determinare la legge di distribuzione dell'energia emessa in funzione delle diverse lunghezze d'onda, e ciò per ogni valore della temperatura, come si vede dalla fig. 61 ove le ascisse rappresentano le lunghezze d'onda e le ordinate i *poteri emissivi specifici*; per ogni temperatura esiste un massimo che si sposta, col crescere della temperatura stessa, verso le più corte lunghezze d'onda. L'andamento delle curve è fedelmente rappresentato dalla relazione

$$E_\lambda = \frac{C}{\lambda^5} \cdot \frac{1}{e^{\frac{C_1}{T\lambda}} - 1} \qquad (1)$$

trovata da PLANCK ed ove C e C_1 sono delle costanti, e la base dei logaritmi naturali e T la temperatura assoluta del corpo nero. Vediamo un'interpretazione fisica di questa legge.

La radiazione uscente dall'apertura, rappresentante il corpo nero, è, come si è visto, identica a quella che nell'interno dell'involucro, mantenuto a temperatura uniforme, attraversa ad ogni istante una sezione eguale all'apertura

Questi quanti d'energia non sono però egualmente grandi per ogni specie d'oscillazione; assai più, essi sono tanto maggiori, quanto più elevata è la frequenza. Il rapporto fra un si-

---

stessa, per cui lo studio della radiazione d'un corpo nero equivale (ripetiamo) a quello della composizione dell'irraggiamento nell'interno di una cavità chiusa nelle condizioni esposte più sopra.

Ora per dedurre teoricamente questa composizione e supposto stabilito lo stato stazionario (risultante dall'equilibrio fra le radiazioni emesse dalle pareti e quelle assorbite) ammettiamo che la proprietà che hanno queste pareti d'assorbire ed emettere le radiazioni sia dovuta alla esistenza di un numero grandissimo di piccoli oscillatori elettrici, rettilinei, aventi ciascuno un periodo proprio ben determinato, costituito per esempio da cariche elettriche oscillanti intorno alla loro posizione d'equilibrio. Il moto di ogni carica elettrica è accompagnato, come sappiamo già, da una emissione di onde elettromagnetiche, della frequenza dell'oscillatore. Inversamente, un oscillatore può funzionare da *risonatore* quando viene eccitato da un campo esterno, per cui esso può assorbire l'energia la cui frequenza sia eguale alla sua. Ha luogo così uno scambio continuo di energia fra le pareti e lo spazio da esse limitato. In base alla teoria elettromagnetica, Planck ha stabilito per lo stato stazionario una relazione fra l'energia w media di questi oscillatori ed il valore nello spazio interno (vuoto) dell'*intensità specifica* E_λ della radiazione (polarizzata linearmente) di lunghezza d'onda λ:

$$E_\lambda = c\frac{w}{\lambda^4} \qquad (2)$$

ove c è la velocità della luce nel vuoto.

La posizione d'ogni carica elettrica in moto è determinata da un sol parametro, cioè dalla sua distanza dalla posizione di equilibrio e quindi ogni oscillatore possiede un sol grado di libertà. Il numero degli oscillatori, che si scambiano fra loro della energia per radiazione è grandissimo, e di conseguenza grandissimo anche il numero totale dei gradi di libertà. In tali condizioni, lo stato stazionario dovrebbe ubbidire al *principio dell'equipartizione dell'energia*, cioè ad ogni grado di libertà del sistema dovrebbe corrispondere la stessa quantità d'energia cinetica media.

Questo principio, che è alla base di ogni teoria statistica, applicato per esempio alla teoria cinetica dei gas, ha dato sempre dei risultati conformi all'esperienza. Va notato ch'esso esige che l'energia varii sempre (anche nei fenomeni periodici) in modo continuo e che venga scambiata in tutte le quantità possibili. Applicandolo agli oscillatori di PLANCK, risulterebbe che ad ogni oscillatore, per il suo grado di libertà, spetterebbe un'energia cinetica media del tutto indipendente dalla frequenza dell'oscillatore stesso.

Ora sperimentalmente si sa che E_λ (potere emissivo specifico del corpo nero = intensità specifica della radiazione nell'interno dell'involucro) è piccolissimo per lunghezze d'onda λ piccole, per cui l'energia w degli oscillatori dovrebbe tendere a zero col diminuire di λ per soddisfare alla (2). Se invece w

mile quanto d'energia di un atomo in vibrazione e la frequenza con cui vibra è una grandezza costante, che ha una parte importantissima nell'esame dei fenomeni atomici e che si chiama *costante di Planck* oppure *quanto d'azione.*

---

fosse indipendente da ν cioè da λ come vorrebbe il principio d'equipartizione, allora E_λ tenderebbe all'infinito per λ tendente a zero, *ciò che è in completo contrasto con l'esperienza.*

Dunque il principio non è valido in questo caso e quindi anche l'energia *non* varia in modo continuo. PLANCK ammise che tanto l'emissione che l'assorbimento dell'energia da parte d'un oscillatore avvenga allora in modo discontinuo, per elementi d'energia che egli chiamò *quanti*; per cui ogni oscillatore verrebbe a possedere un'energia eguale ad un certo numero di tali quanti.

La relazione legante il quanto alla frequenza è

$$\varepsilon = h\nu,$$

ove h è la costante universale di PLANCK (vedasi la nota I in appendice).

In queste condizioni non esiste più equipartizione d'energia; PLANCK ammette che i quanti si distribuiscano *a caso* fra gli oscillatori della stessa frequenza.

D'altra parte, la probabilità per un oscillatore di possedere un dato numero di quanti è tanto minore quanto ε è maggiore; per cui gli oscillatori a grande frequenza (ε grande) emettono un'energia minore di quelli a frequenza media (per cui E_λ tende a zero con λ); aumentando λ, gli oscillatori corrispondenti emettono un maggior numero di quanti, ma questi divenendo sempre più piccoli, E_λ finisce di nuovo per tendere a zero, come vogliono le curve sperimentali della fig. 61.

PLANCK dedusse in base a questi ragionamenti l'energia media degli oscillatori

$$w = \lambda^{-1} \frac{h\,c}{e^{\frac{N}{R}\frac{hc}{\lambda T}} - 1}.$$

Introdotto questo valore nella (2) si ha

$$E_\lambda = \frac{h\,c^2}{\lambda^5} \frac{1}{e^{\frac{N}{R}\frac{hc}{\lambda T}} - 1} \tag{3}$$

che è precisamente eguale alla relazione (1); N è il numero d'AVOGADRO, R la costante dei gas perfetti, T la temperatura assoluta del corpo nero, c la velocità della luce.

Come fu già detto a pag. 188 l'equazione (3) è in pieno accordo con l'esperienza, per cui prese due misure di E_λ a due temperature assolute differenti, si ottengono le due relazioni necessarie per la determinazione delle incognite

Questo *quanto d'azione* ha, nel sistema di misura assoluto (*cm, g, sec*), il valore $6{,}55 \cdot 10^{-27}$ ergsec [1].

Ne scende che il quanto d'energia (quanto di azione moltiplicato per la frequenza) possiede per moti periodici diversi, dei valori diversi, quali sono dati nella tabella seguente:

Tipo dell'oscillazione	Rosso	Violetto	Estremo ultravioletto	Raggi Röntgen
Lunghezza d'onda	$7600 \cdot 10^{-8}$	$3800 \cdot 10^{-8}$	$1000 \cdot 10^{-8}$	$1 \cdot 10^{-8}$ cm.
Frequenza . . .	$0{,}04 \cdot 10^{16}$	$0{,}08 \cdot 10^{16}$	$0{,}3 \cdot 10^{16}$	$300 \cdot 10^{16}$
Quanto d'energia	$0{,}26 \cdot 10^{-11}$	$0{,}52 \cdot 10^{-11}$	$1{,}95 \cdot 10^{-11}$	$1950 \cdot 10^{-11}$ erg.

Una rappresentazione soddisfacente di ciò che questo quanto d'energia significhi, oppure la conoscenza della causa particolare per la quale gli atomi emettono (e fors'anche assorbono) energia oscillatoria per singoli quanti, non è ancora possibile. Il verificarsi di questi quanti nei fenomeni oscillatori atomici è un fatto sperimentale, ma la spiegazione intima, il perchè del fenomeno, non lo conosciamo ancora.

---

h e N qualora si volessero considerare come tali queste due grandezze. In base ai risultati sperimentali più attendibili, i valori che si trovano, per questa via, di h e N, concordano assai bene con quelli forniti da altri metodi, il che costituisce, per la teoria dei quanti, un'affermazione indiscutibile.

Ma, oltre che per l'irraggiamento termico, i quanti sono indispensabili per spiegare ad es. la variazione del calore specifico dei corpi solidi col diminuire della temperatura, i fenomeni fotoelettrici, la produzione degli spettri e quindi la costituzione atomica come vedremo in seguito, ecc. ecc. Le conferme sperimentali di questa teoria appaiono numerose, tuttavia essa si presenta ancora alquanto frammentaria ed oscura, da cui le molte obbiezioni. D'altro canto, appunto per le conferme sperimentali, non sembra ormai più possibile mettere in dubbio ch'essa non corrisponda ad una realtà fisica ed è quindi da augurarsi che si riesca in un giorno non lontano a darle un assetto definitivo ed a svelare il perchè di questa misteriosa *quantizzazione* dell'energia.

[1] Il valore più probabile di h è oggigiorno di $(6{,}54 \pm 0{,}01) \cdot 10^{-27}$ ergsec calcolato in base ad $e = 4{,}774 \cdot 10^{-10}$ unità elettrostatiche assolute. Intorno a tale valore oscillano tutti quelli ottenuti nei diversi campi sperimentali: energia del corpo nero, effetto fotoelettrico, potenziale di risonanza e di ionizzazione, frequenza limite dello spettro continuo d'alta frequenza e teoria atomica di BOHR (costante di RYDBERG).

Nella teoria atomica di Bohr questi quanti d'energia hanno una parte importante; la teoria di Bohr non è che un ulteriore sviluppo di quella nucleare di Rutherford, col concorso del quanto d'azione.

Un atomo, secondo Bohr, corrisponde ad un completo sistema solare. Ogni atomo possiede un nucleo positivo di dimensioni molto minute, e che dimostra tante cariche positive elementari libere, quante corrispondono al numero atomico dell'elemento corrispondente. Intorno a questo nucleo positivo si muovono su cerchi concentrici (od in generale ellissi) gli elettroni negativi satelliti, proprio come i pianeti ruotano intorno al sole. La forza che trattiene *ogni* elettrone satellite sulla sua orbita è la *forza centripeta*, nel nostro caso, la forza d'attrazione di Coulomb fra la carica positiva del nucleo e la negativa dell'elettrone diminuita però dalle forze repulsive dei rimanenti elettroni satelliti quando ci sono. Sotto l'influenza di questa forza attrattiva e di una velocità già esistente l'elettrone permane sulla sua orbita, così come la luna gira intorno alla terra e questa intorno al sole.

La *forza centrifuga* dell'elettrone in moto è sempre eguale alla *centripeta* che su di esso esercita il nucleo centrale.

Ma mentre i pianeti che ruotano intorno al sole, possiedono da questo distanze diversissime e nella loro traiettoria velocità pure diversissime, con che le distanze sono qualsivoglia e non sono soggette a legge alcuna, questo non è il caso con gli elettroni che girano intorno al nucleo, e precisamente a causa del quanto d'azione. *Assai più, essi non possono ruotare intorno al nucleo che mantenendo distanze ben definite caratterizzate da numeri interi; e le loro velocità non possono avere che valori ben determinati.*

Consideriamo il caso più semplice, quello cioè dell'atomo d'idrogeno; si ha allora a che fare solo con una carica centrale unitaria e con un solo elettrone negativo di carica eguale (ed opposta) a quella del nucleo. Se l'elettrone ruota in un cerchio di raggio sconosciuto con velocità ignota, allora fra queste due grandezze incognite (cioè il raggio e la velocità) esistono due relazioni.

I raggi delle orbite e la velocità degli elettroni.

Innanzitutto la forza attrattiva elettrostatica dev'essere eguale alla forza centrifuga; in secondo luogo la forza viva dell'elettrone dev'essere eguale ad un multiplo intero del quanto d'azione (cioè della costante di PLANCK) diviso per il tempo d'un doppio giro. Dalla prima relazione si ottiene che il quadrato della velocità che l'elettrone possiede su una orbita possibile di raggio determinato, è eguale al quadrato della carica elementare (presentata tanto dal nucleo che dall'elettrone) diviso per la massa dell'elettrone ed il raggio del cerchio su cui si muove [1].

Dalla seconda relazione segue che la velocità dell'elettrone sulla sua orbita è eguale ad un multiplo intero del quanto d'azione di PLANCK, diviso per la massa dell'elettrone e pel raggio dell'orbita (moltiplicato questo per 2π) [2].

---

[1] Si ha cioè che la forza centrifuga

$$\frac{mv^2}{a} = m v \omega = m a \omega^2$$

(ove $v = a\omega$ è la velocità lineare, ω la velocità angolare, a il raggio dell'orbita dell'elettrone) è eguale alla forza attrattiva di COULOMB

$$\frac{e\,E}{a^2}$$

che, poichè e (carica dell'elettrone) è eguale a E (carica del nucleo) si può scrivere

$$\frac{e^2}{a^2}$$

da cui

$$v^2 = a^2\omega^2 = \frac{e^2}{ma} \cdot \tag{1}$$

[2] La forza viva dell'elettrone è

$$\frac{mv^2}{2} = \frac{ma^2\omega^2}{2}$$

Da queste due relazioni si può dunque determinare tanto il raggio della traiettoria quanto la velocità dell'elettrone, qualora sieno date le due cariche (del nucleo e dell'elettrone), la massa dell'elettrone e la costante di PLANCK.

A seconda del numero, multiplo intero del quanto d'azione, un elettrone si muove, come si dice, su un'orbita monoquantica, oppure biquantica, triquantica, ecc.

Per ciò che riguarda il raggio della *prima* orbita (monoquantica), dai valori dati si ottiene:

Raggio della 1ª orbita =

$$= \frac{\text{quadrato del quanto d'azione}}{\text{massa dell'elettrone} \cdot \text{quadrato della carica elementare}} \cdot \frac{1}{4\,\pi^2} \text{ (1)}.$$

I raggi di tutte le orbite successive possibili (se per semplicità facciamo astrazione dalle orbite ellittiche e conside-

---

che per la condizione quantistica della teoria (vedasi in appendice la nota I) deve essere eguale a

$$\frac{n\,h}{2\,T}$$

ove per T s'intenda il tempo impiegato per un giro. Ma $T = \frac{2\,\pi}{\omega}$, per cui

$$\frac{m\,a^2\,\omega^2}{2} = \frac{n\,h\,\omega}{4\,\pi}$$

e quindi

$$v = a\,\omega = \frac{n\,h}{m \cdot 2\,\pi \cdot a}\,. \qquad (2)$$

(1) Infatti introducendo nella (1):

$$a^2\,\omega^2 = \frac{e^2}{m\,a}$$

il valore di $a^2\,\omega^2$ dato dalla (2)

$$\frac{n^2\,h^2}{m^2 \cdot 4\pi^2 \cdot a^2} = \frac{e^2}{m\,a}$$

e semplificando si ha, risolvendo rispetto ad a:

$$a = \frac{n^2\,h^2}{m \cdot e^2} \cdot \frac{1}{4\,\pi^2} \qquad (2\ bis)$$

per l'orbita *ennesima*. Per la prima è $n = 1$.

riamo solo le circolari) devono stare fra loro, a causa del quanto d'azione, come i quadrati della serie naturale dei numeri interi, e quindi come

$$1 : 4 : 9 : 16 : 25 : 36, \text{ ecc. } (^1).$$

Se per il quanto d'azione, la massa dell'elettrone ed il quadrato della carica elementare si introducono i valori di cui a pagg. 191, 63 e 44 si ricava, che per l'orbita più interna dell'atomo di idrogeno, cioè quella cui spetta un sol quanto, il raggio è $0{,}55 \cdot 10^{-8}$ cm.; per la seconda $2{,}20 \cdot 10^{-8}$ cm., per la terza $4{,}95 \cdot 10^{-8}$ cm., per la quarta $8{,}80 \cdot 10^{-8}$ cm., ecc.; i primi valori di questi raggi sono paragonabili a quello della sfera d'azione della molecola d'idrogeno ($2{,}56 \cdot 10^{-8}$ cm., pag. 23).

La velocità che l'elettrone possiede sulla sua *prima* orbita si ottiene pure dalle relazioni di cui sopra; si ha:

$$\text{velocità sulla prima orbita} = \frac{\text{quadrato della carica elementare} \cdot 2\pi}{\text{quanto d'azione}} \; (^2).$$

Questa velocità è eguale a $2{,}172 \cdot 10^8$ cm/sec., cioè a circa 1/138 di quella della luce. Sulle orbite successive la velocità è minore; quanto più l'orbita dista dal nucleo, tanto più l'elettrone diminuisce di velocità; e invero le velocità sulle diverse orbite stanno fra loro come

$$1 : {}^1/_2 : {}^1/_3 : {}^1/_4 : {}^1/_5, \text{ ecc.}$$

---

(1) Si consideri al proposito la relazione (2 *bis*), la quale messa sotto la forma $a = n^2 \cdot costante$, dimostra appunto che il raggio a varia come i quadrati dei numeri interi rappresentati da n.

(2) Infatti (1) si può scrivere

$$v = \frac{e^2}{m \cdot a \cdot v}$$

ed introducendo il valore di v dato dalla (2) si ha

$$v = \frac{e^2}{m \cdot a} \cdot \frac{m \cdot 2\,\pi \cdot \alpha}{n\,h} \cdot = \frac{e^2}{n\,h} \cdot 2\,\pi \tag{3}$$

per l'orbita *ennesima*.

Per potere liberare completamente un elettrone dal suo nucleo, e cioè per portarlo a distanza infinita da questo, si deve, poichè nucleo ed elettrone s'attirano a vicenda, *consumare un lavoro*, vale a dire somministrare dell'energia al sistema, la quale dovrà essere tanto maggiore quanto più l'elettrone si trova vicino al suo nucleo, cioè quanto minore è il raggio dell'orbita.

Questo lavoro è sempre eguale alla forza viva dell'elettrone, cioè eguale al semiprodotto della massa per il quadrato della velocità dell'elettrone. Indicheremo con *lavoro d'estrazione*, quello necessario per strappare l'elettrone dalla prima orbita e portarlo all'infinito [1].

---

[1] L'energia totale del sistema si compone dell'energia cinetica e di quella potenziale dell'elettrone:

$$W = E_{cin} + E_{pot}.$$

L'E_{pot} è $= -\frac{e^2}{a}$, le due cariche essendo di segno opposto; d'altra parte dall'eguaglianza (vedi nota pag. 193):

$$\frac{m\,v^2}{a} = \frac{e^2}{a^2}$$

si ha

$$\frac{m\,v^2}{2} = \frac{e^2}{2\,a}$$

cioè l'energia cinetica è eguale a $\frac{e^2}{2\,a}$.

Sommando si ha

$$W = -\frac{e^2}{a} + \frac{e^2}{2\,a} = -\frac{e^2}{2\,a} \qquad (4)$$

Questo è quindi (cambiato di segno) il lavoro necessario per allontanare l'elettrone dalla orbita di raggio a fino all'infinito; esso è eguale all'energia cinetica di quest'ultimo.

Ne risulterebbe che all'infinito l'energia totale del sistema sarebbe eguale a zero. Ciò porta con sè che tutte le energie per le orbite risultano negative, l'energia minima dovendo competere, come si sa, all'orbita più vicina al nucleo. S'intende facilmente che con una costante sufficientemente grande (come sarebbe tenendo conto, in base alla teoria relativistica, dell'energia mc^2 dell'elettrone in sè stesso e di quella ben maggiore del nucleo, entrambe positive) l'energia totale diventa positiva e pur sempre massima all'infinito e minima sull'orbita uno. Ma siccome a noi importano solo le differenze fra energie, così le costanti scompaiono lo stesso e quindi è meglio tralasciarle del tutto.

Dalla relazione data più sopra per la velocità sulla prima orbita si ha subito [1]:

$$\text{Lavoro d'estrazione} = \frac{\text{Massa dell'elettrone} \cdot 4^a \text{ potenza della carica}}{\text{Quadrato del quanto d'azione.}} \cdot 2\,\pi^2.$$

Se introduciamo i valori : massa dell'elettrone eguale a $9{,}0 \cdot 10^{-28}$ (pag. 63) carica elementare eguale a $4{,}74 \cdot 10^{-10}$ (pag. 44), quanto d'azione $= 6{,}55 \cdot 10^{-27}$ (pag. 191) si ottiene per il lavoro d'estrazione dell'elettrone dell'atomo d'idrogeno

$$20{,}90 \cdot 10^{-12} \text{ erg.}$$

Poichè le velocità sulle orbite successive diminuiscono nel rapporto

$$1 : \tfrac{1}{2} : \tfrac{1}{3} : \tfrac{1}{4}, \text{ ecc.}$$

il lavoro per estrarre un elettrone da una di tali orbite e portarlo all'infinito è *minore* di quello d'estrazione dalla 1ª orbita e precisamente nel rapporto

$$\frac{1}{1^2} : \frac{1}{2^2} : \frac{1}{3^2} : \frac{1}{4^2}, \text{ ecc. } [2].$$

Supponiamo di avere un centimetro cubo di idrogeno; in questo si troveranno trilioni di nuclei e trilioni di elettroni. Questi nuclei ed elettroni sieno per esempio in istato d'agitazione termica. Allora un elettrone qualsiasi verrà per un urto

---

[1] Infatti se nell'espressione

$$\text{Lav. d'estrazione} = E_{cin} = \frac{m\,v^2}{2}$$

si introduce al posto di v il valore dato dalla (3) si ha, essendo $n^2 = 1$:

$$\text{Lav. d'estrazione} = \frac{m\,e^4}{h^2} \cdot 2\,\pi^2. \qquad (5)$$

[2] Per l'orbita ennesima, la formola (5) dà per il lavoro necessario:

$$\frac{2\,\pi^2\,m\,e^4}{h^2} \cdot \frac{1}{n^2} = \frac{1}{n^2} \cdot \text{cost.}$$

subìto, a trovarsi una certa volta su una delle orbite possibili (o stabili) vicine al nucleo e permarrà in rotazione su di esso.

Per un urto successivo supponiamo ch'esso venga espulso dalla sua traiettoria, finendo ad una maggiore o minore distanza dal nucleo, cioè ch'esso venga a descrivere una orbita di raggio maggiore o minore della precedente.

Ora se l'elettrone saltò da un'orbita *lontana* su una più *interna* esso deve *cedere* energia. Se per esempio un elettrone passa dal terzo cerchio al secondo, l'energia ceduta sarà

$$= \text{lavoro d'estrazione} \cdot \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{3^2}\right) \text{ (1)}$$

e se l'elettrone salta dal quarto cerchio sul secondo, l'energia ceduta è

$$= \text{lavoro d'estrazione} \cdot \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{4^2}\right).$$

---

(1) Cioè l'energia ceduta è eguale alla differenza fra le due energie delle orbite 3 e 2. Quella dell'orbita 3 è maggiore di quella dell'orbita 2, per cui si avrà un'emissione d'energia sotto forma di radiazione elettromagnetica, avente una ben determinata lunghezza d'onda.

L'energia totale dell'orbita 3 è data dalla (4) a pag. 196 ove per a va introdotto il raggio dell'orbita relativa.

Si ha (pag. 196):

$$W_3 = -\frac{e^2}{2 \cdot 3^2 \cdot a}$$

ove sostituendo ad a il suo valore dato dalla 2 *bis* a pag. 194 per $n = 3$ si ha

$$W_3 = -\frac{2\pi^2 \cdot m \cdot e^4}{h^2} \cdot \frac{1}{3^2}.$$

L'energia dell'orbita 2 è

$$W_2 = -\frac{2\pi^2 \cdot m \cdot e^4}{h^2} \cdot \frac{1}{2^2}$$

Da cui

$$W_3 - W_2 = \frac{2\pi^2 \cdot m \cdot e^4}{h^2}\left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{3^2}\right)$$

ove $\frac{2\pi^2 \cdot m \cdot e^4}{h^2}$ è precisamente il lavoro d'estrazione di cui nel testo per l'orbita 1 (pag. 197).

Ma questa energia ceduta non può, secondo la teoria dei quanti, che costituire un unico elemento o grano o *quanto* d'energia, ed a ognuno di questi quanti d'energia corrisponde, a seconda della grandezza, una determinata frequenza, *la quale è quella che stabilisce il colore della luce, emessa durante il salto dell'elettrone.*

Poichè in base a quanto fu detto a pag. 191 la frequenza è eguale all'elemento d'energia diviso per il quanto d'azione, così si vede che quando un simile elettrone passa dal terzo al secondo cerchio, la frequenza della luce dev'essere

$$\frac{\text{lavoro d'estrazione}}{\text{quanto d'energia}} \cdot \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{3^2}\right) \text{[1]}$$

e se salta dal quarto cerchio sul secondo:

$$\frac{\text{lavoro d'estrazione}}{\text{quanto d'energia}} \cdot \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{4^2}\right).$$

Compaiono dunque gli stessi fattori che abbiamo trovati nella *formola di Balmer* per l'idrogeno. E ancora: non solo i

---

[1] Si ha

$$W_3 - W_2 = h\nu = \frac{2\pi^2 \cdot m \cdot e^4}{h^2}\left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{3^2}\right)$$

e quindi

$$\nu = \frac{2\pi^2 \cdot m \cdot e^4}{h^3}\left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{3^2}\right).$$

Per un atomo diverso da quello d'idrogeno, ma pur sempre con *un solo* elettrone satellite (He^+, Li^{++}), bisogna mettere in evidenza la carica del nucleo, per cui si ha, in generale:

$$\nu = \frac{2\pi^2 \cdot m \cdot e^2}{h^3} \cdot E^2 \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{k^2}\right) \tag{6}$$

ove n è l'orbita finale, k l'iniziale. Ma $E = Ze$, ove Z è il numero atomico, onde:

$$\nu = \frac{2\pi^2 \cdot m \cdot e^4}{h^3} \cdot Z^2 \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{k^2}\right).$$

fattori sono gli stessi, bensì anche il fattore

$$\frac{\text{lavoro d'estrazione}}{\text{quanto d'azione}}$$

si dimostra, nell'eseguire calcoli, *esattamente eguale alla costante R di Rydberg.*

Dal lavoro d'estrazione $20{,}90 \cdot 10^{-12}$ erg. (pag. 196) e dal quanto d'azione $6{,}55 \cdot 10^{-27}$ si ha infatti

$$\frac{\text{lavoro d'estrazione}}{\text{quanto d'azione}} = \frac{20{,}90}{6{,}55}\, 10^{15} = 3{,}191 \cdot 10^{15}.$$

Questo valore coincide abbastanza esattamente con quello della costante di RYDBERG: $R = 3{,}290 \cdot 10^{15}$ determinato per via sperimentale.

Quando dunque un elettrone passa dal cerchio k^{mo} al secondo si origina un'oscillazione di frequenza

$$\nu = R\left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{k^2}\right)$$

che è la medesima della formola originale di Balmer.

Questo risultato è di grandissimo interesse in quanto convalida meravigliosamente la teoria di BOHR.

La costante di Rydberg è quindi eguale a

$$\frac{\text{lavoro d'estrazione}}{\text{quanto d'azione}}$$

e, in base al valore dato a pag. 197 per il lavoro d'estrazione, a:

$$\frac{\text{massa d'un elettrone} \cdot \text{quarta potenza della carica elementare}}{\text{terza potenza del quanto d'azione}} \cdot 2\,\pi^2.$$

Fra i trilioni di nuclei e di elettroni esistenti in un centimetro cubo di idrogeno, si avvereranno tutti i casi possibili di moto. Molte migliaia di elettroni passeranno dalla terza orbita alla seconda, altre migliaia dalla quarta o dalla quinta

pure alla seconda. Il risultato del verificarsi contemporaneo o successivo di tali moti, lo vediamo nelle righe spettrali emesse dall'idrogeno [1].

Ci si deve tuttavia chiedere come mai questi elettroni arrivino tutti *solo sulla seconda orbita*, cioè come mai questa sia la privilegiata. Perchè non si vedono anche le righe che l'atomo emette quando l'elettrone salta dal terzo o quarto cerchio sul primo, oppure dal quarto o quinto sul terzo?

La risposta è che simili casi avvengono altrettanto sovente quanto un passaggio sul secondo cerchio, ma che le righe spettrali corrispondenti non *cadono nella regione visibile dello spettro* poichè questo non comprende che le lunghezze d'onda fra 7600 a 3800 Å.

---

[1] L'elettrone si trova di solito nell'orbita più interna che è la più stabile. Per una eccitazione esterna (agitazione termica, campo elettrico, urti) l'elettrone può passare sulle orbite più esterne, pure stabili, ma meno della prima. Lasciato a se stesso ritorna quindi o presto o tardi sulla prima orbita od in generale su una più interna. Ed è allora, cioè nel passaggio da un'orbita all'altra che l'ettrone emette dell'energia raggiante, mentre secondo la teoria classica dell'elettromagnetismo esso irradierebbe *costantemente* già per il suo moto circolare uniforme su un'orbita qualsiasi, possedendo in tal caso una accelerazione centripeta. Consideriamo allora la

$$2\,a = \frac{e^2}{W} \tag{6}$$

derivata dalla (4) a pag. 196 ove per W s'intende il lavoro necessario per allontanare l'elettrone dall'orbita di raggio a fino all'infinito. È chiaro che se dal sistema partono delle onde elettromagnetiche, esso deve perdere dell'energia, cioè W dovrà crescere e quindi a diminuire: l'elettrone s'avvicinerebbe *gradatamente* al nucleo. D'altra parte dalla (1) a pag. 193 si ricava facilmente

$$\omega^2 = \frac{e^2}{m\,a^3} \qquad \text{e} \qquad \nu^2 = \frac{e^2}{4\,\pi^2\,m\,a^3}$$

essendo $2\,\pi\,\nu = \omega$, da cui scende che col diminuire di a crescerebbe anche la frequenza ν della perturbazione emessa. Quindi lo spettro prodotto da un complesso di atomi per es. d'idrogeno dovrebbe, secondo la teoria classica, comprendere le più diverse lunghezze d'onda (variando — *W in modo continuo* e quindi anche a e ν) ciò che è in assoluto contrasto con l'esperienza, poichè sappiamo che lo spettro dell'idrogeno è a righe ben distinte, corrispondente ciascuna ad una ben determinata lunghezza d'onda.

In realtà la costante di RYDBERG avendo il valore $3,290 \cdot 10^{15}$ e le differenze che si riscontrerebbero nel passaggio da una orbita esterna sulla prima, essendo

$$\frac{1}{1^2}-\frac{1}{2^2}, \frac{1}{1^2}-\frac{1}{3^2}, \frac{1}{1^2}-\frac{1}{4^2}, \frac{1}{1^2}-\frac{1}{5^2},$$

cioè:

$$\frac{3}{4}, \frac{8}{9}, \frac{15}{16}, \frac{24}{25},$$

le rispettive frequenze sarebbero

$$2,4675 \cdot 10^{15}, \; 2,9244 \cdot 10^{15}, \; 3,0844 \cdot 10^{15}, \; 3,1584 \cdot 10^{15},$$

e le corrispondenti lunghezze d'onda

1216 Å. 1026 Å. 973 Å. 950 Å.

Queste onde, studiate da LYMAN, appartengono quindi all'estremo ultravioletto, che è assai difficile ad osservarsi, anche perchè i corrispondenti raggi di piccola lunghezza d'onda vengon fortemente assorbiti dall'aria.

D'altra parte le differenze provenienti da un salto dell'elettrone da un cerchio esterno sulla *terza* orbita, e cioè:

$$\frac{1}{3^2}-\frac{1}{4^2}, \frac{1}{3^2}-\frac{1}{5^2}, \frac{1}{3^2}-\frac{1}{6^2}, \frac{1}{3^2}-\frac{1}{7^2},$$

sono:

$$\frac{7}{144} ; \frac{16}{225} ; \frac{1}{12} ; \frac{40}{441}.$$

Le rispettive frequenze:

$$0,15998 \cdot 10^{15}, \; 0,23403 \cdot 10^{15}, \; 0,2742 \cdot 10^{15}, \; 0,2984 \cdot 10^{15},$$

e le corrispondenti lunghezze d'onda

18.752 Å. 12.819 Å. 10.941 Å. 10.053 Å.

Questi raggi appartengono di conseguenza all'*infrarosso* e sono

quindi riconoscibili soltanto con mezzi speciali. Le prime due righe della loro serie furono sperimentalmente riscontrate (dal PASCHEN), come fu detto a pag. 183.

La differenza $\frac{1}{4^2} - \frac{1}{5^2}$ e le corrispondenti per il passaggio sulla *quarta* orbita dànno delle righe ancor più lontane nell'infrarosso. La prima di esse avrebbe come lunghezza d'onda 40.527 Å. Nello spettro visibile esistono quindi quelle sole righe corrispondenti al salto di un elettrone da orbite esterne sulla *seconda* [1].

[1] La fig. 62 rappresenta schematicamente il meccanismo d'emissione di tre serie dell'idrogeno. Cerchi ed archi di cerchio non vogliono avere qui un preciso significato di orbite, che sono assai più numerose e complesse, bensì solo di livelli d'energia caratterizzati da un dato numero intero di quanti.

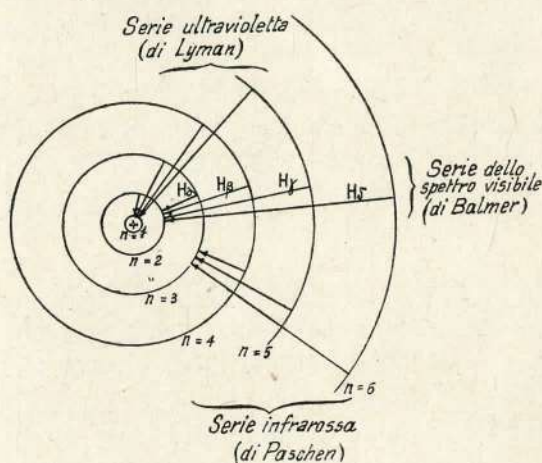



Fig. 62.

Vedremo infatti più avanti che ad uno stesso livello d'energia possono appartenere più orbite, tutte contraddistinte da uno stesso numero di quanti. Per es. il livello d'energia indicato con $n = 4$ comprende diverse orbite (una circolare e le altre ellittiche) per ognuna delle quali è precisamente $n = 4$. L'interpretazione della fig. 62 non richiede difficoltà; affinchè per es. venga dall'atomo d'H emessa la riga H_β della serie di BALMER bisogna che l'elettrone salti da una orbita appartenente al livello d'energia $n = 4$ su un'orbita d'energia $n = 2$, ecc. Nel 1922 Brackett scoprì una quarta serie nell'infrarosso dovuta a quegli elettroni che da un orbita più esterna, saltano sulla quarta ($n = 4$).

Le righe conosciute dell'idrogeno che appartengono e verificano la serie di BALMER sono 29. Con che è tuttavia ed in generale da osservarsi, che il moto di elettroni a grandi distanze dal nucleo, cioè per esempio nel decimo, quindicesimo cerchio, può avvenire solo a particolari condizioni.

Queste distanze sono già così grandi, che, con una densità dei gas quale regna nei tubi GEISSLER, superano la distanza media fra due atomi,

Di conseguenza un elettrone che si trovi ad una distanza notevole dal nucleo, sarà disturbata nel suo moto dagli urti interatomici. Dal calcolo scende che nei tubi GEISSLER riempiti di idrogeno non si dovrebbe poter osservare la serie di BALMER oltre alla dodicesima riga, come realmente si verifica. Le rimanenti righe non furono infatti riscontrate nei tubi GEISSLER, bensì soltanto negli spettri delle nebulose stellari, la densità delle quali è da considerarsi come piccolissima; ciò corrisponde esattamente a quanto era d'aspettarsi in base alla teoria di BOHR.

Alla pressione normale una molecola di idrogeno occupa uno spazio rappresentabile con un cubo di $16{,}5 \cdot 10^{-8}$ cm. per metà lato. In questo spazio potrebbero verificarsi soltanto le orbite dall'1 al 5, l'ultima delle quali possiede appunto un raggio di $13{,}7 \cdot 10^{-8}$ cm. La quinta orbita corrisponde, nel salto dell'elettrone da essa sulla seconda, alla riga H_γ dell'idrogeno. È quindi da attendersi che l'idrogeno a pressione normale non dimostri che le righe H_α, H_β, H_γ, come avviene in realtà.

Per dare un'idea degli ordini di grandezza in un atomo d'idrogeno avente una struttura come quella più sopra esposta, rappresentiamoci di nuovo l'atomo di raggio $1 \cdot 10^{-8}$ cm. ingrandito fino ad occupare uno spazio eguale a quello della terra, cioè fino ad avere un raggio di 6350 km. Allora al nucleo spetterebbe un raggio di 6 cm., vale a dire il suo volume sarebbe paragonabile a quello di una delle comuni palle da gioco dei bambini. L'elettrone avrebbe un raggio di 120 m. cioè un volume su per giù di una cattedrale od edificio consimile. Questa cattedrale ruota dunque intorno alla palla; e poichè la distanza minima che l'elettrone (sulla prima orbita) possiede dal nucleo

è di $0,55 \cdot 10^{-8}$ cm. essa corrisponderebbe, nel nostro esempio, ad una distanza eguale al semiraggio della terra (3500 km.). Le rimanenti orbite possiedono raggi eguali al doppio del raggio terrestre, ecc.

Si vede che nell'intero atomo esiste ben poco spazio occupato dalla materia e che la maggiore parte di esso è vuoto.

D'altra parte si riconosce che un atomo non possiede affatto un volume fisso, bensì variabile a seconda della rarefazione del gas. Nelle nebulose, molto rarefatte, un atomo ha un raggio che è 1000 volte maggiore di quello della prima orbita, distanza alla quale il nucleo fa ancora sentire la sua azione sull'elettrone.

Nel caso più stabile l'elettrone circola sull'orbita uno, cioè su quella più prossima al nucleo. Allora il raggio dell'atomo è circa un quarto di quello della sfera di azione molecolare, quale si ricava dalla teoria cinetica dei gas.

Naturalmente la semplicità della struttura dell'atomo d'idrogeno non è condivisa da nessun altro atomo. Quello che ad esso si avvicina di più è l'*atomo d'elio* il cui nucleo dimostra due cariche elementari positive, per cui deve anche possedere due elettroni satelliti. Ma qui esistono già diverse disposizioni possibili per gli elettroni esterni.

Per esempio ognuno di essi potrebbe percorrere una orbita sua particolare oppure ambedue la medesima e trovarsi allora, per ragioni di simmetria, diametralmente opposti. Ritorneremo su queste possibilità nel capitolo seguente.

Le frequenze che prendono origine dal passaggio d'uno di questi elettroni da una orbita più esterna ad una più interna, seguono esattamente la stessa legge stabilita da BALMER per l'idrogeno, solo che, siccome il nucleo possiede due cariche unitarie, non compaiono nel denominatore i numeri interi al quadrato bensì le metà. Si è infatti osservata realmente una serie di righe emesse dall'elio, rette da questa legge [1].

---

[1] Siccome l'ione d'elio (He^+) consiste pure come l'idrogeno, in un nucleo con *un solo* elettrone satellite, era da attendersi che nello spettro dell'elio,

Ma ad essa s'intende che *non* appartengono le righe principali dell'elio (neutro) di cui a pag. 177.

La *costante di Rydberg* compare anche con l'elio il cui spettro (*He* neutro) è alquanto complicato; l'origine della sua serie principale è ancora oscura.

Per tutti gli altri spettri, e particolarmente per quelli dei metalli alcalini e delle terre (metalli terrosi) si sono pure individuate delle serie, di diverso tipo, per via puramente empirica, e tutte caratterizzate da una grandezza progrediente per numeri interi. Con tutte queste serie la costante di RYDBERG compare sempre, almeno in grande approssimazione; essa è dunque una costante fondamentale. Anche in base alla teoria di BOHR deve comparire in molti casi la costante di RYDBERG, poichè se anche il nucleo comprende parecchie unità positive, ed altrettanti elettroni ruotano intorno ad esso, tuttavia ad una certa distanza dal nucleo, ove le forze agenti su un elettrone derivano in sostanza da *una* carica elementare (cioè dalla carica del

---

oltre a quelle imputabili all'atomo, comparissero delle righe rappresentabili mediante la formola generale (vedi pag. 199, formola (6)):

$$\nu = \frac{2\,\pi^2\,me^4}{h^3}\,Z^2\left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{k^2}\right) \tag{1}$$

ove n è l'orbita finale, k l'iniziale e Z il numero atomico, essendo E (carica del nucleo) eguale a Ze da cui la (1), che per $Z = 2$ (elio) diventa

$$\nu = R_{He}\,4\left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{k^2}\right)$$

che si può anche scrivere per $n = 4$

$$\nu = R_{He}\left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{\left(\frac{k}{2}\right)^2}\right)$$

del tutto simile (a parte R_{He} di cui in seguito) alla formola di BALMER, ma con i numeri interi k divisi per 2.

Questa serie, detta di PICKERING, fu realmente osservata nello spettro dell'*He*, insieme alla seguente di FOWLER

$$\nu = R_{He}\,4\left(\frac{1}{3^2} - \frac{1}{k^2}\right)$$

nucleo meno quelle degli elettroni rimanenti), si devono verificare le stesse condizioni come nel caso del nucleo d'idrogeno che trattiene il suo unico elettrone, vale a dire deve valere ancora la costante di Rydberg.

Ad ogni modo, nel calcolo empirico delle righe delle serie si è in simili casi dimostrato che la costante è bensì sempre molto prossima a quella di Rydberg, ma tuttavia non perfettamente eguale ad essa. Anche di questo fatto rende ragione la teoria di Bohr. Quando un elettrone è attirato da un nucleo e si muove in un cerchio, allora il centro di questo cerchio non è, rigorosamente parlando, il nucleo (puntiforme), bensì il baricentro delle due masse, cioè del nucleo e dell'elettrone.

A seconda del rapporto fra quest'ultime, rapporto che è sempre assai piccolo, la costante della serie deve, per simili atomi, scostarsi lievemente dal valore di quella di Rydberg per l'idrogeno (1).

---

(1) Nella teoria di Bohr come venne fino a questo punto esposta, si era ammesso implicitamente che il nucleo positivo fosse immobile. Ciò sarebbe esatto soltanto se, nel sistema nucleo-elettrone, la massa del primo fosse infinita rispetto a quella del secondo, il che non è, come si sa. E allora tanto l'uno che l'altro devono descrivere un cerchio intorno al baricentro del sistema.

Tenendo quindi conto della massa *finita* del nucleo, invece della massa m dell'elettrone, compare nelle formole la *massa risultante*

$$\mu = \frac{M\,m}{m + M},$$

ove M è quella del nucleo. È facile vedere che $\mu = m$ per $M = \infty$.

La costante di Rydberg diventa quindi

$$R = \frac{2\,\pi^2\,\mu\,e^4}{h^3} = \frac{2\,\pi^2\,m\,e^4}{h^3\left(1 + \frac{m}{M}\right)} = \frac{R_\infty}{1 + \frac{m}{M}},$$

ove R_∞ è il valore della costante di Rydberg trovato precedentemente, col segno ∞ appunto per indicare l'ipotesi da cui si era partiti.

Dunque per l'idrogeno si avrà

$$R_H = \frac{R_\infty}{1 + \frac{m}{M_H}}, \tag{1}$$

Una precisa trattazione con la teoria di BOHR di questi casi complicati incontra ancora notevoli difficoltà. Essa deve tener conto del fatto che, alle piccole distanze dal nucleo che qui entrano in questione, la legge d'attrazione di COULOMB non vale forse più così esattamente come nel caso di un nucleo puntiforme, e che allora la forma del nucleo assume una certa importanza.

Se per esempio il nucleo ha la forma di un disco invece

---

per l'elio un valore maggiore:

$$R_{He} = \frac{R_\infty}{1 + \frac{1}{4}\frac{m}{M_H}}, \tag{2}$$

ove $4\ M_H = M_{He}$. Quest'ultima relazione mostra come, con peso atomico crescente, la costante di RYDBERG s'avvicini al limite R_∞ indipendente dal peso atomico medesimo.

Interessante è la deduzione di $e:m$, in base alle determinazioni spettroscopiche di R_H e R_{He}.

Dalla (1) e (2) risulta infatti:

$$\frac{m}{M_H} = \frac{R_{He} - R_H}{R_H - \frac{1}{4} R_{He}}$$

ove m è sempre la massa dell'elettrone; ma

$$\frac{m}{M_H} = \frac{\frac{e}{M_H}}{\frac{e}{m}}. \tag{3}$$

Ora $\frac{e}{M_H}$ è conosciuto (96494 coulomb); $\frac{m}{M_H}$ pure, in base alle misure sperimentali di

$$R_H \ (= 109.677,691) \quad \text{e} \quad R_{He} \ (= 109.722,144),$$

(per i valori qui indicati di R vedi la nota a pag. 214), con che si ottiene $M_H : m = 1847$; e allora per la (3) si ha

$$\frac{e}{m} = 1,769 \cdot 10^7$$

unità elettromagnetiche assolute, che è il valore già altra volta trovato per questa grandezza (pag. 59).

che di una sfera, allora varrebbero, alle brevi distanze, delle leggi d'attrazione completamente diverse. Quindi ad uno sviluppo della teoria, che non si limitasse ad ottenere risultati numerici, bensì tendesse alla ragione intima delle evidenti realtà fisiche, si apre ancora un vasto ma difficile campo.

Con una successiva elaborazione della teoria di BOHR, riuscì a SOMMERFELD di spiegare la comparsa delle numerose fini righe elementari in cui sotto forte potere risolutivo si scompongono le righe dello spettro dell'idrogeno e dell'elio, cioè di spiegare quella che viene chiamata la *microstruttura* degli spettri (1).

(1) Dalla considerazione della complessità delle righe spettrali, SOMMERFELD fu condotto a supporre che le orbite possibili dell'elettrone fossero più numerose di quante la teoria di BOHR non ammettesse; cioè che esse non fossero solo circolari bensì anche ellittiche. Ma allora quest'ultime avrebbero dovuto presentare lo stesso carattere di discontinuità delle circolari: si trattava quindi di stabilire fra tutte le orbite quelle fisicamente possibili secondo i dettami della meccanica classica.

Ma mentre nel moto circolare d'un elettrone intorno ad un centro, varia una sola coordinata e cioè l'angolo descritto dal raggio, che unisce il centro all'elettrone, a partire da una posizione determinata, e per cui l'elettrone non possiede che un grado di libertà, nel moto ellittico invece i gradi di libertà sono due, due essendo le variabili: l'angolo descritto dal raggio che unisce l'elettrone al fuoco dell'ellisse intorno al quale ruota e la lunghezza del raggio medesimo, il quale aumenta o diminuisce a seconda del punto dell'orbita occupato dall'elettrone. E mentre l'applicazione della teoria dei quanti al primo caso non comportava particolari difficoltà, altrettanto non poteva dirsi rispetto al secondo. Infatti essendo due i gradi di libertà la somma totale dei quanti d'azione spettanti ad un certo moto stabile può trovarsi distribuita fra *quanti radiali* (n') e *quanti di rotazione* (n) (o azimutali come si usa dire).

Le successive orbite possibili corrispondono ora non più ad n quanti d'azione come nel caso dell'orbita circolare, ma alla somma $(n + n')$ dei quanti radiali e azimutali, con che ognuna di queste orbite è rappresentata da una serie di ellissi, di cui la distribuzione dei quanti in radiali ed azimutali fissa la grandezza dell'asse minore.

Infatti SOMMERFELD trovò che i semiassi delle orbite devono soddisfare alle seguenti relazioni.

$$a = \frac{h^2}{4\,\pi^2\,m\,e\,E}\,(n + n')^2 \tag{1}$$

$$b = a \cdot \frac{n}{n + n'} \tag{2}$$

La ionizzazione di un atomo.

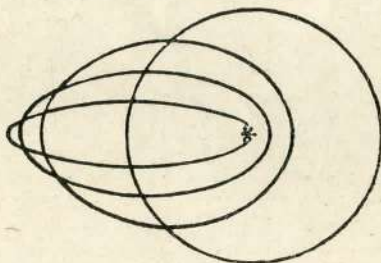
Il passaggio di un elettrone da un'orbita più esterna ad una più interna essendo legato all'emissione di una radiazione, reciprocamente all'assorbimento di una radiazione corrisponde

---

ove a è il semiasse maggiore, b il minore, e la carica, m la massa dell'elettrone, E la carica nucleare, n e n' i quanti azimutali rispettivi radiali. Dunque mentre l'asse maggiore ($2a$) dipende solo da una somma $(n + n')$ l'asse minore ($2b$) dipende da un rapporto. Per cui se facciamo variare n e n' in modo che la loro somma (che definisce l'orbita percorsa) rimane costante, l'asse maggiore sarà sempre quello, mentre invece il minore varierà.

Supponiamo per esempio che $n + n'$ sia eguale a 4, e cioè che l'elettrone circoli sulla quarta orbita stabile dell'atomo. Esistono a seconda della ripartizione dei quanti fra n e n', le seguenti possibilità

$$n + n' = 4 + 0 = 3 + 1 = 2 + 2 = 1 + 3 = 0 + 4.$$

Queste somme $(n + n')$ caratterizzano il gruppo di ellissi della quarta orbita. Nel primo caso $(4 + 0)$ l'elettrone descrive il cerchio di Bohr relativo ad $n = 4$, poichè per $n' = 0$ è $b = a$ (dalla (2)).

Nel 2°, 3° e 4° l'elettrone descrive delle ellissi di diversa eccentricità. L'ultimo caso $(0 + 4)$ non è ammissibile perchè per $n = 0$ l'elettrone descriverebbe una retta ed allora urterebbe contro il nucleo.

Dunque, riassumendo, il gruppo dell'orbita stabile (o possibile) 4 è rappresentabile con la fig. 63.

Fig. 63.

Ora l'*energia totale* di ognuna di queste ellissi è la stessa per tutto il gruppo. Infatti essa dipende solo dall'asse maggiore e non dall'eccentricità.

Si ha

$$W_{tot} = -\frac{eE}{2a} = -\frac{2\pi^2 m e^2 E^2}{h^2}\frac{1}{(n+n')^2} \tag{3}$$

ove nell'ultima espressione non si è fatto altro che introdurre il valore di a (vedi (1)). Quanto fu detto vale tanto per l'orbita *finale* su cui arriva l'elettrone, quanto per quella da cui *parte* nell'emissione delle righe spettrali. Quindi scriveremo:

$$\nu = \frac{2\pi^2 m e^4}{h^3}\left(\frac{E}{e}\right)^2\left(\frac{1}{(n+n')^2} - \frac{1}{(k+k')^2}\right). \tag{4}$$

È la *stessa formola* (6) di Bohr della pag. 199; solo che invece di n si ha

il salto di un elettrone da una orbita più interna ad una più esterna.

L'allontanamento di un elettrone dall'orbita più vicina al nucleo fino all'infinito richiede una spesa d'energia, e precisamente quella che a pag. 196 abbiamo indicata come *lavoro*

$(n + n')$ e invece di k si ha $(k + k')$. E per l'idrogeno la (4) diventa semplicemente

$$\nu = R\left(\frac{1}{(n+n')^2} - \frac{1}{(k+k')^2}\right) \qquad (5)$$

Ciò vuol dire che, ν essendo la frequenza della riga corrispondente al salto dell'elettrone dell'orbita $(k + k')$ alla $(n + n')$, *nulla si è cambiato nè nel numero, nè nell'intensità delle righe spettrali*, essendo $(n + n')$ eguale all'n della formola di Bohr e $(k + k')$ al corrispondente k. Vale a dire che viene emessa la stessa quantità d'energia e quindi la stessa riga spettrale qualunque sia l'ellissi del gruppo da cui l'elettrone parte e l'ellissi del gruppo cui arriva.

Con che non resta ancora spiegata la complessità delle righe; ma tuttavia la nuova formola (4) permette di concepire i *diversi modi di prodursi* di una stessa riga; non è poi detto che *tutti* questi modi abbiano ad avverarsi bensì ch'essi sono solo *possibili*.

Introducendo μ al posto di m, cioè tenendo conto della massa del nucleo, ne deriva che al posto di R_∞ compare per esempio per l'H e l'He, R_H e R_{He}; il risultato è un semplice spostamento delle righe.

Ma finora si è trascurato un fattore importantissimo, e cioè che, data la grande velocità degli elettroni, la loro massa deve variare, come vuole il principio della relatività, col variare della velocità stessa, secondo la relazione

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2}}$$

Ora la velocità d'un elettrone che percorre un'ellisse varia, e precisamente essa è massima in vicinanza del nucleo (perielio) e minima all'estremo opposto (afelio).

Come fu dimostrato da Sommerfeld, ne risulta uno spostamento dell'afelio, come è indicato in fig. 64 analogamente a ciò che avviene per il pianeta Mercurio, ma per altre ragioni.

L'energia corrispondente a questo movimento è leggermente diversa da quella data dalla (3). Si ha infatti approssimativamente per l'energia totale:

$$W_{tot} = -\frac{2\pi^2 m e^2 E^2}{h^2}\left[\frac{1}{(n+n')^2} + \frac{\left(\alpha\frac{E}{e}\right)^2}{(n+n')^4}\left(\frac{1}{4} + \frac{n'}{n}\right) + \dots\right] \qquad (6)$$

d'estrazione e calcolata per l'idrogeno. Ma un tale allontanamento di un elettrone da un nucleo, una simile estrazione non è altro che ciò che si suole chiamare la *ionizzazione* dell'atomo.

---

ove
$$\alpha = \frac{2\,\pi\,e^2}{h\,c},$$

e per la frequenza d'una riga:

$$\nu = \frac{2\,\pi^2\,m\,e^4}{h^3}\left(\frac{E}{e}\right)^2\left[\frac{1}{(n+n')^2} - \frac{1}{(k+k')^2}\right] +$$
$$+ \frac{\alpha^2\,2\,\pi^2\,m\,e^4}{h^3}\left(\frac{E}{e}\right)^4\left[\frac{1}{(n+n')^4}\cdot\left(\frac{1}{4}+\frac{n'}{n}\right) - \frac{1}{(k+k')^4}\left(\frac{1}{4}+\frac{k'}{k}\right)\right] \quad (7)$$

ove il 2° termine a destra indica l'influenza della relatività.

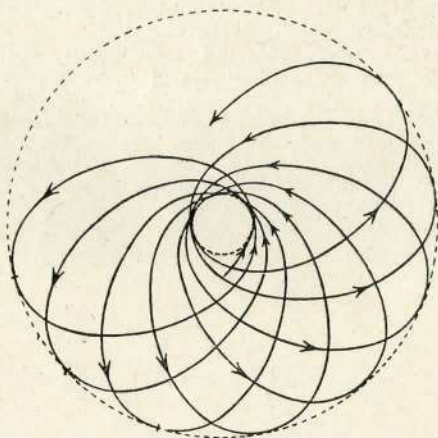



Fig. 64.

Si vede chiaramente che per l'esistenza dei rapporti $\frac{n'}{n}$ e $\frac{k'}{k}$ la frequenza dipende anche dall'eccentricità delle orbite di partenza e d'arrivo. Tuttavia il termine α^2 essendo molto piccolo, tutte le righe corrispondenti a valori costanti delle somme $(n + n')$ e $(k + k')$ vengono a trovarsi molto vicine finchè il termine $\frac{E}{e} = N$ (ove N è il numero atomico) non è grande.

Mentre dunque per la (4) il salto d'un elettrone da un'ellisse qualsiasi da un'orbita $(k + k')$ su un'altra qualsiasi orbita $(n + n')$ produceva sempre una riga di medesima frequenza, ν, ora, per la (6) spettando ad *ogni* ellisse

Dall'atomo neutro d'idrogeno, cioè nucleo + elettrone negativo, deriva così un ione d'idrogeno costituito quindi dal nucleo in sè stesso. L'elettrone è completamente separato dal

---

di un'orbita una quantità d'energia diversa, si avrà per la (7) non più *una* riga per il salto da un'ellisse qualsiasi di un'orbita sull'ellisse qualsiasi di un'altra orbita, bensì tante righe elementari (o *componenti*) quante sono date dal prodotto

$$(n + n')\ (k + k').$$

Infatti supponiamo che sia $(n + n') = 2$.
Si ha

$$(n + n') = 2 + 0 = 1 + 1.$$

Cioè l'orbita finale può essere costituita tanto da un cerchio (2 : 0) quanto da un'ellisse (1 : 1).

Un elettrone proveniente da una *stessa* ellisse di un'altra orbita può saltare tanto sul cerchio che su l'ellisse. Ne nasce che la (7) darà due valori diversi di ν, che differiranno $\left[\text{a causa del rapporto } \left(\frac{n'}{n}\right)\right]$ di

$$\Delta\nu = \frac{R\,\alpha^2}{2^4}\left(\frac{E}{e}\right)^4,$$

restando invariato il termine in $k' : k$.

Ora il termine in $(n + n')$ è *costante* per *tutte* le righe d'una serie, per cui tutte queste righe saranno *doppie*, e precisamente la differenza delle loro frequenze sarà $\Delta\nu$. Ma noi abbiamo fin qui supposto che l'elettrone provenisse da un'unica ellisse d'una certa orbita. Invece sappiamo ch'esso può partire da una ellissi *qualsiasi* di una certa orbita.

Immaginiamo allora ch'esso provenga dalla orbita $(k + k') = 3$ ed arrivi per esempio sul cerchio corrispondente alla *prima riga componente* del doppietto di cui sopra. Potendo partire da 3 ellissi, tante essendo le possibilità di scomposizione di

$$(k + k') = 3 + 0 = 2 + 1 = 1 + 2$$

la (7) darà 3 valori di ν $\left[\text{restando costante il termine in } \left(\frac{n'}{n}\right) \text{ e variando quello in } \left(\frac{k'}{k}\right)\right]$. Cioè ciascuna riga *componente* del primo doppietto della serie sarà costituita da 3 righe *particolari*.

Il secondo doppietto della serie, siccome corrisponde a $(n + n') = 2$ e $(k + k') = 4$ sarà costituito da *quattro* righe *particolari* per *ciascuna* riga *componente* del doppietto stesso, il terzo doppietto da *cinque* $(k + k' = 5)$ e così via. Naturalmente $\Delta\nu$ si mantiene costante per ogni *coppia* di righe particolari di un doppietto (vedi fig. 65).

Un semplice calcolo mostra che il numero delle righe *particolari* per

nucleo. Ora per ionizzare un atomo, si può far urtare questo da elettroni molto rapidi (ionizzazione per urto), ovvero far cadere sugli atomi dei raggi Röntgen o gamma, ecc.

---

ogni riga della serie (costituente per es. il doppietto di cui sopra) è precisamente $(n + n')$ $(k + k')$. Questi sono i casi *possibili*. SOMMERFELD ha poi stabilito quali di questi casi realmente possono verificarsi.

In quanto all'intensità delle diverse righe osserviamo quanto segue: la (7) esprime che la frequenza, in quanto è funzione dell'orbita d'arrivo, dipende dal rapporto $\frac{n'}{n}$, per cui essa diminuisce col diminuire dell'eccentricità; e siccome è in generale meno probabile il moto più eccentrico e cioè quello di frequenza maggiore, l'intensità delle righe *componenti* corrispondenti alle ellissi d'arrivo decrescerà verso il violetto.

Ma sappiamo che ogni *riga componente*, corrispondente a un'ellisse d'arrivo, è composta a sua volta da tante *righe particolari* quante sono le possibilità $(k + k')$.

Ora il termine in $\left(\frac{k'}{k}\right)$ ha segno negativo, per cui $\left(\text{fisso restando il termine in } \frac{n'}{n}\right)$ col diminuire dell'eccentricità dell'ellisse di partenza, cresce ν per la *riga particolare* emessa.

Quindi la *riga particolare* corrispondente ad un salto dell'elettrone proveniente da una ellisse di eccentricità minima (cerchio) avrà la frequenza maggiore. Ma essendo appunto il cerchio la traiettoria di partenza più probabile,

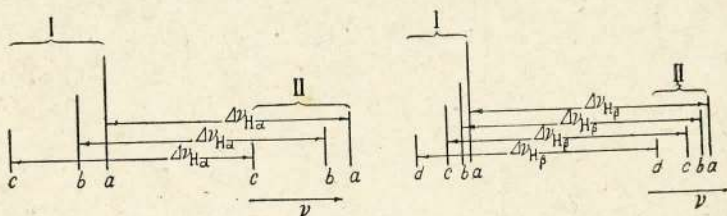



Fig. 65.

l'intensità relativa sarà la massima per cui l'intensità delle *righe particolari* di ogni *riga componente* della riga dello spettro crescerà verso il violetto, come è visibile in fig. 65 ove la lunghezza dei tratti sta ad indicare l'intensità della riga corrispondente.

La figura rappresenta le due righe H_α e H_β della serie di BALMER. Il gruppo I corrisponde all'orbita circolare $(n' = 0)$ e II alla ellittica $(n' = 1)$ d'arrivo. La riga *particolare* più intensa del gruppo I è la I*a* che corrisponde

Nella ionizzazione per urto da parte di un elettrone, bisogna naturalmente che esso possieda una forza viva tale da poter sviluppare il lavoro d'estrazione necessario. La forza viva si può comunicare all'elettrone urtante facendogli attraversare un campo elettrico, nel quale per la differenza di potenziale applicata esso accelera il suo moto fino a raggiungere quella velocità che è necessaria per la ionizzazione.

Questa differenza di potenziale viene chiamata *potenziale di ionizzazione.*

Ciò vuol dire: il lavoro delle forze elettriche sull'elettrone urtante dev'essere eguale al lavoro d'estrazione dell'elettrone urtato. Ora il lavoro delle forze elettriche è eguale alla differenza di potenziale applicata (espressa in volt) per il numero di coulomb che si muovono nella direzione del campo. Questo lavoro è allora espresso in 10^7 erg. (1).

---

al passaggio dal cerchio (3; 0) di partenza al cerchio (2; 0) d'arrivo. Si ha:

$$\Delta\nu_{H\alpha} = \frac{R\alpha^2}{2^4} = 0{,}365\ cm^{-1}$$

essendo $\alpha^2 = 5{,}32 \cdot 10^{-5}$, $R = 1{,}097 \cdot 10^5$; per calcolare α si sono presi: $e = 4{,}77 \cdot 10^{-10}$, $h = 6{,}55 \cdot 10^{-27}$. Si noti che qui ν compare espresso in cm^{-1} (numero onde al cm.) invece che in sec^{-1} (numero onde al sec.). Per ottenere ν in sec^{-1} basta moltiplicare la ν in cm^{-1} per $c = 3 \cdot 10^{10}$. Altrettanto dicasi per R. Basta moltiplicare il valore qui dato per $3 \cdot 10^{10}$ = velocità della luce in cm, per avere la R di pag. 200.

Vi corrisponde $$\Delta\lambda_{H\alpha} = 0{,}16\ \text{Å}.$$

Valore molto prossimo a quello verificato sperimentalmente. PASCHEN, nelle sue ricerche sulle tre prime righe della serie di FOWLER appartenente all'He^+, (che si presta assai più dell'H alla verificazione della teoria) ha trovato per le righe dei valori qualitativi e quantitativi in stupefacente corrispondenza con quelli dati da SOMMERFELD.

L'importanza di tali verifiche sperimentali non può sfuggire: indiscutibilmente l'elettrone dell'atomo d'H o del ione d'He^+ percorre delle orbite ellittiche rispondenti alla legge dei quanti, non solo, ma la sua massa è variabile in funzione della velocità e precisamente come vogliono i principi relativistici di EINSTEIN.

(1) 1 volt = 10^8 unità assolute elettromagnetiche,
1 coulomb = 10^{-1} unità assolute elettromagnetiche,

$$1\ \text{volt} \times 1\ \text{coulomb} = 10^8 \cdot 10^{-1} = 10^7\ \text{erg.} = 1\ \text{Joule} = \frac{1}{9{,}8}\ \text{kgm.}$$

Nel nostro caso la massa elettrica in moto è rappresentata dalla carica elementare dell'elettrone urtante (quindi $1{,}58 \cdot 10^{-19}$ coulomb, secondo pag. 44). Ne segue:

$$\text{Potenziale di ionizzazione} \cdot 1{,}58 \cdot 10^{-19} \text{ coulomb} \cdot 10^7 = \\ = \text{lavoro d'estrazione (in erg)}.$$

Per il potenziale di ionizzazione dell'atomo d'idrogeno si ha quindi (pag. 197):

$$\text{Potenziale di ionizzazione} = \frac{20{,}91 \cdot 10^{-12}}{1{,}58 \cdot 10^{-12}} = 13{,}2 \text{ volt } (^1).$$

---

(1) Si è visto che la frequenza di una riga emessa per un salto d'un elettrone dall'orbita k alla n è data da (pag. 199):

$$\nu = \frac{2\,\pi^2\,m\,e^4}{h^3}\left(\frac{E}{e}\right)^2\left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{k^2}\right). \qquad (1)$$

Il valore minimo di ν e cioè la frequenza della prima riga della serie si avrà per un valore k che superi di una unità quello di n. Man mano che k aumenta la frequenza della riga emessa cresce, finchè per $k = \infty$ si otterrà per ν il valore relativo al *limite* (o *testata*) della serie, limite che ovviamente si trova dalla parte delle lunghezze d'onda decrescenti, e la cui frequenza corrisponde al salto d'un elettrone dall'infinito ($W\infty = 0$) sull'orbita ennesima. Nel caso dell'idrogeno, la serie di LYMAN dà, per $k = \infty$:

$$\nu_{lim} = \frac{2\,\pi^2\,m\,e^4}{h^3} = R$$

ove R è la *costante* o *frequenza di Rydberg* $= 3{,}291 \cdot 10^{15}$ sec^{-1}; e siccome l'orbita ennesima è in tal caso la prima ($n = 1$), cioè la più vicina al nucleo, la chiameremo *orbita fondamentale*. L'energia che il sistema emette quando l'elettrone proveniente dall'infinito salta sull'orbita fondamentale è

$$h\,\nu_{lim} = W_\infty - W_1,$$

da cui (per $W_\infty = 0$)

$$W_1 = -h\,\nu_{lim} = -h\,R;$$

quindi $-h\,R$ rappresenta l'energia totale dell'atomo d'idrogeno quando il suo elettrone percorre l'orbita fondamentale, energia che, cambiata di segno, è eguale al lavoro di ionizzazione, cioè a quello necessario per allontanare l'elettrone all'infinito.

Infatti:

$$-h\,R + h\,R = 0,$$

Questo valore è un po' maggiore di quello che fu trovato sperimentalmente nella ionizzazione dell'idrogeno, e cioè 11 volt. La differenza probabilmente è dovuta al fatto che nelle misure sperimentali non si è sicuri se l'elettrone staccato si sia veramente allontanato del tutto dal nucleo oppure si sia solo scostato da questo di una certa distanza. In quest'ultimo caso il potenziale di ionizzazione dev'essere corrispondentemente minore di 13,2 volt. Ad ogni modo l'atomo di BOHR mostra anche da questo punto di vista una buona coincidenza con la realtà, e ciò non vale solo per l'idrogeno, bensì anche per altri atomi, come fu dimostrato dalle misure di FRANCK e HERTZ.

Nel passare, con la teoria di BOHR, dai casi più semplici dell'idrogeno e dell'elio con uno di due elettroni satelliti, ai casi più complicati nei quali si ha un gran numero di elettroni ruotanti intorno al nucleo, si suppone, come talune esperienze sembrano confermare, che esista sempre un certo numero di elettroni su ogni anello o orbita, ad intervalli eguali fra loro. Possono in questo modo trovarsi occupati da elettroni o un sol anello oppure più anelli successivi, disposti in modo da assicurare la stabilità del sistema.

L'emissione avviene allora per il passaggio di elettroni da anelli più esterni ad altri più interni [1].

---

che è il livello d'energia convenzionalmente adottato per una distanza dello elettrone dal nucleo eguale all'∞.

Per quanto poi è detto nel testo si ha:

$$h\,R = V\,e$$

ove V è il potenziale di ionizzazione e $h\,R$ il lavoro d'estrazione.

[1] Questo modello ha reso ottimi servigi, specie per valutare l'ordine di grandezza delle dimensioni degli atomi e la solidità con la quale gli elettroni sono legati al nucleo. Ma non è stato possibile spiegare per mezzo di esso le proprietà caratteristiche degli elementi. Secondo le ultimissime concezioni di BOHR ogni elettrone possiede un'orbita a sè e ogni orbita giace in un piano diverso. Inoltre le orbite caratterizzate da un numero quantistico superiore non circondano quelle di numero inferiore come si potrebbe immaginare in base ad una distribuzione d'elettroni ad anelli o gusci (vedi pag. 238) bensì talune orbite a numero di quanti alto possono intersecarne altre a numero più basso, alla stessa guisa come nel sistema solare le orbite delle comete periodiche intersecano quelle dei pianeti. Vedasi anche il capitolo VI.

L'accertamento di tutte le possibili oscillazioni che un atomo così complicato può effettuare, è un compito di grande difficoltà e finora non ancora risolto. Tuttavia è facile vedere che le oscillazioni più rapide di un simile atomo, cioè quelle ad alta frequenza, devono seguire la legge di MOSELEY (p. 157).

Nella determinazione delle frequenze delle righe ci si basa sempre sulle differenze delle energie nel primo e nel secondo stadio (cioè nell'orbita più lontana e nella più vicina al nucleo).

L'energia di un elettrone in moto dipende dal quadrato della sua carica e dal quadrato di quella che agisce su di esso. La radice quadrata della frequenza dev'essere quindi proporzionale alla carica dell'elettrone (che è costante) ed alla carica del sistema che su di esso agisce [1].

Se ora in un atomo complicato, si trova intorno al nucleo centrale (che dimostra una carica *N-pla*) un anello di elettroni, allora la carica che agisce su uno degli elettroni di questo anello non è più eguale ad N volte la carica elementare, bensì minore, perchè appunto gli altri elettroni della stessa orbita esercitano l'azione repulsiva invece che attrattiva sull'elettrone in parola. L'azione dell'anello si esplica come se invece di una carica *N-pla* esistesse nel nucleo una carica $(N-a)e$. Ne scende che, se un elettrone salta da un anello su un altro, *la radice quadrata della frequenza è proporzionale ad* $(N-a)$ *ove* N *è il numero atomico dell'atomo in questione*, poichè la carica del nucleo è proporzionale a tale numero atomico.

---

[1] Infatti abbiamo trovato a pagg. 196 e 198 che l'energia posseduta da un elettrone è data da

$$W = -\frac{2\pi^2 m e^2 E^2}{h^2} \cdot \frac{1}{n^2}$$

ove e è la carica dell'elettrone, E quella del nucleo; W è quindi proporzionale a e^2 e E^2.

D'altra parte sappiamo che è

$$\nu h = W_{iniziale} - W_{finale}$$

cioè

$$\nu = \frac{2\pi^2 m e^2 E^2}{h^3} \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{k^2}\right)$$

vale a dire $\sqrt{\nu}$ è proporzionale ad e ed E.

Ma questa legge non è altro che quella di MOSELEY; la quale dice che la radice quadrata della frequenza è una funzione lineare del numero atomico del rispettivo elemento. Tale legge si può quindi spiegare col modello atomico di BOHR [1].

Taluna volta, si può in base alle osservazioni delle frequenze delle righe K (particolarmente della K_α) determinare

---

[1] A pag. 162 si era trovata per la formola di MOSELEY l'espressione empirica

$$\sqrt{\nu} = c\ (N - a)$$

che si può scrivere

$$\nu = c_1\ (N - a)^2$$

ove c_1 e a sono costanti.

Per la riga α della serie K questa formola diventa

$$\nu_{K\alpha} = \frac{3}{4} R \left(N - 1\right)^2$$

$$= R\left(N - 1\right)^2 \left(\frac{1}{1^2} - \frac{1}{2^2}\right) \qquad (1)$$

la quale esprime che la riga K_α è emessa nel salto d'un elettrone dalla seconda orbita (L) sulla prima (K), e corrisponde così alla *prima* riga della serie ultravioletta di LYMAN dello spettro dell'idrogeno, la cui frequenza è data da:

$$\nu = R\ N^2 \left(\frac{1}{1^2} - \frac{1}{2^2}\right) \qquad (2)$$

ove N è il numero (altre volte indicato con Z) delle cariche elementari positive presentate dal nucleo (= 1 per l'idrogeno).

La differenza fra (1) e (2) consiste quindi nella sostituzione di $(N - 1)^2$ a N^2; con che si vede che l'elettrone che dà origine alla riga K_α si comporta in sostanza come se si trovasse in presenza del solo nucleo di carica $(N - 1)$, cioè indipendentemente dal numero di elettroni che occupano lo stesso anello K. La costante 1 rappresenterebbe l'influenza di questi ultimi.

Nel caso dell'idrogeno ($N = 1$) la riga caratterizzata dalla (2) si trova già nell'ultravioletto; con gli elementi, presentanti un N assai maggiore dell'unità, la riga passa nel campo dei raggi X.

Così per la riga L_α si è trovato empiricamente

$$\nu = R\left(N - 7{,}4\right)^2 \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{3^2}\right)$$

ove la costante 7,4 rappresenterebbe la diminuzione dell'azione del nucleo da parte degli elettroni centrali; la costante è più grande, per la presenza appunto di un maggior numero di elettroni.

di quale anello (o orbita) si tratti. BOHR ha trovato per questa via che la riga K_α prende origine da un salto di un elettrone dal secondo sul primo anello, con che quest'ultimo nelle condizioni di stabilità possiede quattro elettroni. Parimenti la riga L_α è dovuta al passaggio di un elettrone dal terzo al secondo anello. La comparsa delle righe K_{α_1} e K_β, ecc. si spiegherebbe con movimenti analoghi.

Queste deduzioni non sono del resto assolutamente sicure. Si può, secondo KROO, spiegare l'emissione della riga K_α, con l'ammettere nelle condizioni di stabilità, che il primo anello contenga tre elettroni. Se per una ragione qualsiasi uno di questi tre elettroni dopo passato sull'orbita biquantica, torna sulla monoquantica viene emessa la riga K_α; corrispondentemente si ottiene la riga K_β, quando l'elettrone salta dal terzo anello sul primo.

Quindi l'anello più interno dal sodio in su (essendo osservata la serie K solo fino al sodio) sarebbe allo stato stabile occupato da tre elettroni; la seconda orbita, secondo KROO dovrebbe possedere 9 elettroni. D'altra parte per quanto riguarda la terza orbita M, si è dimostrato che per spiegare la seconda formola di MOSELEY riguardante l'emissione della riga L non è possibile ammettere i numeri 3 e 9 d'elettroni per i primi due anelli. Il problema non è quindi ancora risolto (1).

Tuttavia da quanto fu detto è innegabile che il modello atomico di BOHR spiega un buon numero di fenomeni sperimentali assai importanti. La spiegazione delle righe di serie, specie quella completa della serie di BALMER dell'idrogeno, la deduzione della costante di RYDBERG, della legge di MOSELEY per i spettri dei raggi X, costituiscono dei risultati apprezzabilissimi (2).

---

(1) KROO ha calcolato in base a distribuzioni anulari di elettroni, configurazione ormai superata.

(2) Altri due importantissimi fenomeni: l'effetto STARK e l'effetto ZEEMAN, che, come è noto, consistono nella decomposizione delle righe spettrali per opera rispettivamente di un campo elettrico e d'un campo magnetico,

D'altra parte esistono molti fenomeni che da tale teoria attendono una delucidazione più completa. Nè bisogna dimenticare che nell'ipotesi di BOHR sono contenute una serie di arbitrarietà, necessarie per la deduzione della serie di BALMER. In base alle nostre presenti cognizioni di elettrodinamica, un elettrone non potrebbe in generale ruotare circolarmente in modo stabile intorno al suo nucleo. Per il fatto ch'esso deve emettere delle radiazioni elettromagnetiche, esso dovrebbe di conseguenza cadere gradatamente sul nucleo (v. pag. 201).

Invece la teoria di BOHR suppone che l'elettrone quando si trova sulle orbite privilegiate (stabili) non emetta energia. Una ragione di tal fatto come di tanti altri, non esiste per sè stessa; ma l'ipotesi è convalidata dai risultati, cioè dalla spiegazione delle serie, ecc.; d'altra parte è probabile che nel campo atomico, cioè alle distanze infinitesime, le nostre leggi generali di meccanica ed elettrodinamica non abbiano più la medesima validità.

---

trovano la loro spiegazione qualitativa e quantitativa nella teoria di BOHR.

Dato il carattere elementare di questo libro non è qui il luogo d'esporre in esteso questa brillante applicazione dei quanti, e rimandiamo il lettore all'esauriente opera del SOMMERFELD (op. cit.). Ricordiamo soltanto che mentre la teoria elettromagnetica classica era riuscita per opera del LORENTZ a dar parziale conto dell'effetto ZEEMAN, essa fallì completamente nella spiegazione dell'effetto STARK.

CAPITOLO VI.

Ulteriori indagini sulla struttura nucleare, atomica, ionica e molecolare. — La scomposizione dei nuclei

La fisica nucleare.

Si è talora paragonato il chimico all'architetto, perchè ambedue si occupano della struttura e messa insieme di elementi costruttivi, l'uno in grande, l'altro nel campo atomico, e perchè ad entrambi oltre alle basi scientifiche è necessaria quell'intuizione per la quale essi riconoscono in mezzo alla somma delle possibilità quelle logiche e giuste.

Precisamente il medesimo intuito è indispensabile a chi vuole investigare la costituzione atomica in base a nuclei ed elettroni. Poichè finora per la risoluzione di questo problema in tutti quei casi nei quali si ha a che fare con un numero notevole di elettroni, non esistono che pochissimi dati.

L'uno è quello che le configurazioni stabili necessitano la spesa di una maggiore quantità d'energia per la loro scomposizione di quelle meno stabili. Se allora si calcola l'ammontare dell'energia necessaria per il disfacimento d'una configurazione e lo si confronta con quello d'una altra configurazione, si può subito riconoscere quale delle due è la più probabile. Essa sarà certamente quella per la quale il dispendio d'energia è massimo. Ma questo criterio non è sempre valido ed anzi talora può condurre ad interpretazioni erronee.

Un secondo dato è offerto dalla chimica, la quale dimostra

che gli atomi hanno tutti la stessa *valenza* [1] potendo essi in generale possedere 0 oppure 1, oppure 2, 3, 4 valenze. Ciò vuol dire, per la nostra rappresentazione, che in questi casi devono esistere 0, 1, 2, 3, 4, ecc. elettroni che sono meno fortemente legati al nucleo. Mediante questi elettroni un atomo può combinarsi con un altro. Ora però la chimica insegna che la valenza di uno stesso atomo può essere molteplice, cioè che a seconda delle circostanze la valenza di uno e medesimo atomo può essere doppia, tripla, ecc.; e che si presentano anche valenze quadruple, quintuple, sestuple, settuple ed ottuple. Una teoria completa della struttura degli atomi relativi, deve spiegare anche le cause di questa variabilità della loro valenza.

I tentativi fatti in questo senso sono parecchi, ma finora ancora molto incompleti e talora contradditori. È un compito che spetta al futuro, quello di ottenere da questo lato delle cognizioni più precise.

La chimica della costituzione atomica, l'*ultrachimica* deve trattare con lo stesso grandissimo numero di possibilità come la chimica ordinaria nel caso delle costituzioni molecolari. Così come questa riuscì soltanto gradatamente, passando dalle molecole più semplici alle più complesse, a determinare perfino la costituzione di molecole complicatissime, così, diciamo, anche nella risoluzione del problema della costituzione atomica si potrà procedere soltanto per gradi. Ma a questo punto si affaccia un secondo e più profondo compito. Nella chimica della costituzione atomica si tratta, dato il nucleo centrale, di stabilire la posizione degli elettroni esterni. Ora il nucleo stesso della maggior parte degli atomi, è a sua volta molto complesso. Nel caso delle sostanze radioattive sappiamo che il nucleo è costituito da nuclei d'elio e da elettroni negativi e noi possiamo benissimo ammettere in generale tale costituzione anche per gli atomi degli elementi non radioattivi.

Dunque, si presenta alla scienza l'ulteriore problema della *composizione dei nuclei*. E poichè, come con i radioelementi,

[1] Vedi pagg. 12, 239 e 242.

esso si può innanzitutto abbordare ricorrendo essenzialmente a metodi fisici, così parleremo di una *fisica nucleare*. La quale, se si potrà sviluppare, ci introdurrà direttamente nel più intimo del mondo materiale, cioè ci condurrà alla scomposizione e forse alla costruzione degli atomi, realizzando l'antico sogno, la vecchia speranza degli alchimisti, sotto una forma nuova ma scientificamente esatta.

In una maniera sorprendente, e proprio in questi ultimi anni, la fisica nucleare venne, si può dire, iniziata dai geniali lavori di RUTHERFORD, dando risultati che fino a poco tempo addietro nessun fisico o chimico avrebbe potuto prevedere.

La radioattività, questo campo particolarmente indagato da RUTHERFORD, ha direttamente a che fare con i nuclei atomici e la loro disintegrazione, per cui fu per mezzo di essa che vennero alla luce i recenti sensazionali risultati.

Le particelle α che vengono espulse dal radio, radio A, C' e che, come vedemmo a pag. 84 sono costituite da nuclei d'elio, hanno un percorso di circa $3 \div 7$ cm. [1], a seconda della loro velocità iniziale.

Le particelle α si riconoscono facilmente esponendo ad esse uno schermo di solfuro di zinco. Allora ogni particella α produce un momentaneo luccichio nel punto dello schermo da essa colpito; ha luogo cioè, come si dice, uno scintillamento dello schermo e invero soltanto quando lo schermo si trova ad una distanza non maggiore di $3 \div 7$ cm. dalla sorgente delle particelle.

I nuclei d'idrogeno.

Delle osservazioni più rigorose fatte per la prima volta da MARSDEN e poi continuate da RUTHERFORD, permisero di stabilire che delle scintillazioni più deboli e rare dello schermo si verificavano anche a distanze maggiori, fino a 30 cm. dalla

[1] S'intende nell'aria alla pressione di 760 mm. di mercurio e 15° C di temperatura (vedi pag. 82).

sorgente. Questo luccicare però dava l'impressione di non provenire proprio dalle particelle α, cioè da nuclei d'elio a doppia carica positiva, bensì, come si poteva congetturare, da nuclei d'idrogeno.

Questa congettura venne da RUTHERFORD convalidata con una brillante e difficile esperienza. Egli sottopose infatti tali particelle di specie sconosciuta tanto ad una deviazione elettromagnetica in un campo magnetico quanto ad una deviazione elettrostatica fra le armature d'un condensatore.

Dicemmo già a pag. 55 e seg. che dalla misura delle rispettive deviazioni si poteva da un lato determinare la velocità, dall'altro la carica specifica (pag. 42) dei corpuscoli incogniti.

Per questa via RUTHERFORD trovò che la carica specifica di questi ultimi era di circa 100.000 $\frac{\text{coulomb}}{\text{grammo}}$.

Se noi ci ricordiamo che l'idrogeno nella elettrolisi possiede la carica di 96494 $\frac{\text{coulomb}}{\text{grammo}}$ (pag. 43) noi vediamo che qui, nel limite degli errori di quelle difficilissime osservazioni, troviamo lo stesso valore, per cui *si può con sicurezza affermare che le particelle in questione sono degli atomi d'idrogeno di carica positiva unitaria*, e cioè dei *nuclei d'idrogeno*.

In quanto alla velocità di questi ultimi si potè stabilire in base alle medesime misure, ch'essa era eguale a 1,6 volte quella dei nuclei d'elio ed il loro percorso, che dalla velocità dipende, fu riscontrato 4 volte superiore, come fu detto, a quella delle particelle α.

Per spiegare questo fenomeno si suppose dapprima che i nuclei d'idrogeno fossero parti costitutive del radio (fu usato del radio *C*) come i nuclei d'elio, e che anche essi prendessero parte alla disintegrazione. Ma tale ipotesi non si è potuta dimostrare. Era anche possibile che i nuclei di idrogeno derivassero, ad onta del grado di secchezza raggiunto, dall'umidità dell'aria, oppure da altre sostanze contenenti idrogeno. Per altro, si riscontrò mediante numerazione che su circa 100.000 particelle α, di 7 cm. di percorso, si manifestava *un solo* nucleo

d'idrogeno ed il calcolo permise di dimostrare che si liberava un nucleo d'H solo quando il centro d'una particella si avvicinava fino ad una distanza di $3 \cdot 10^{-13}$ cm. da quello dall'atomo d'idrogeno stesso.

I nuclei degli elementi leggeri.

Ora RUTHERFORD continuò le sue esperienze per studiare i fenomeni verificatisi nell'entrare di una particella α per esempio in un'atmosfera d'ossigeno o d'azoto puro, cioè in un ambiente che non fosse riempito d'aria. Il risultato con l'azoto fu che il numero dei nuclei aventi un percorso *assai maggiore* di quello delle particelle α aumentò di parecchio (del 25 %).

Ciò non si poteva attribuire al tenore di umidità del gas, poichè nessuna influenza aveva il fatto che l'azoto fosse reso secco quanto possibile oppure a bella posta umido più del normale. L'unica spiegazione, ed in pari tempo di grandissimo interesse, era quella che i *nuclei d'azoto contenessero anche questi nuclei e che per l'urto da parte delle particelle α un simile nucleo di azoto venisse disintegrato in modo che i nuclei di grande percorso potessero uscirne e manifestarsi liberi.*

Se poi tali nuclei fossero proprio d'idrogeno non si poteva stabilire che in base a nuove misure. Si sottoposero quindi di nuovo le particelle all'azione di un campo magnetico. Ad onta delle grandissime difficoltà riuscì a RUTHERFORD di misurare direttamente la deviazione di queste particelle, confrontandola con la deviazione delle particelle α nello stesso campo e nelle stesse condizioni.

L'entità della deviazione di una particella in un campo magnetico dipende invero dal rapporto

$$\frac{\text{carica specifica}}{\text{velocità}}\ [1].$$

[1] Vedasi l'equazione (4) a pag. 70.

La carica specifica di una particella α di carica 2 e massa 4 è (in determinate unità) eguale a $1/2$.

Per particelle di carica unitaria (invece che doppia) e di massa 1, 2, 3, 4 la carica specifica (nelle stesse unità) è di 1, $1/2$, $1/3$, $1/4$. Le velocità delle particelle di massa 1, 2, 3, 4, quando vengono urtate dalle α, sono 1,6, 1,33, 1,14, 1 volte quella delle particelle α stesse. Si ottiene quindi per le

	masse:	1	2	3	4	particelle α
il rapporto:	$\dfrac{\text{carica specifica}}{\text{velocità}} =$	$\dfrac{1}{1,6}$	$\dfrac{1}{2,7}$	$\dfrac{1}{3,4}$	$\dfrac{1}{4}$	$\dfrac{1}{2}$

e si riconosce che questo rapporto, e quindi la deviazione elettromagnetica delle particelle incognite è, nel primo caso, maggiore che per le particelle α, negli altri tre minore. Ora l'esperienza mostrò inequivocabilmente che la deviazione elettromagnetica delle particelle sfuggenti all'azoto era maggiore che per le particelle α, con che si potè ritenere senz'altro che questi corpuscoli erano dei *nuclei d'idrogeno di carica elementare*.

Quindi come negli atomi pesanti delle sostanze radioattive si riscontrò l'esistenza dei nuclei d'elio, così l'atomo leggero dell'azoto si dimostrò complesso e contenente idrogeno. Con l'ossigeno invece non si potè osservare alcunchè di simile.

È da notarsi poi, che mentre l'ossigeno di peso atomico 16 può contenere esattamente 4 nuclei d'elio (di peso atomico 4) l'azoto col peso atomico 14 non può essere composto di soli nuclei d'elio; vi si devono trovare anche nuclei d'altra specie, fra i quali, RUTHERFORD con le sue bellissime esperienze scoprì precisamente quelli di idrogeno. Con che la fisica nucleare viene a dare un primo brillante e promettente risultato. Ma RUTHERFORD proseguì senz'altro con grande acutezza ed accortezza nelle sue metodiche investigazioni.

È necessario sapere che facendo entrare delle particelle α in un ambiente d'ossigeno o d'azoto, si verificavano scintillazioni sullo schermo dovute a corpuscoli di percorso eguale a $7 \div 9$ cm., cioè maggiore di quello delle particelle α urtanti

del radio C' che, come sappiamo, hanno un percorso di soli 7 cm., e minore di quello dei nuclei d'H di cui a pag. 225, nell'azoto. Era di grande importanza poter stabilire la natura di questi corpuscoli di percorso fra i 7 e 9 cm., cioè di conoscere il supporto delle loro cariche.

Consideriamo in primo luogo l'ossigeno. Una particella di questo di massa 16 nelle stesse ipotesi di cui sopra, quando viene urtata da una particella α, assume una velocità eguale soltanto ai 2/5 della velocità di quest'ultima. Se ora il nucleo di ossigeno possiede una carica semplice o doppia, la sua carica specifica è 1/16 oppure 1/8 mentre quella delle particelle α è 1/2; quindi pel nucleo d'ossigeno nei due casi 1/8 oppure 1/4 di quella della particella α. Di conseguenza il valore del rapporto

$$\frac{\text{carica specifica}}{\text{velocità}}$$

per un nucleo di carica uno è 5/16, per un nucleo di carica doppia 5/8 di quello di una particella α, e cioè in ambi i casi minore che per quest'ultima. Con che questi nuclei d'ossigeno dovevano nel campo magnetico venire meno deviati che non le particelle α. Invece in realtà essi venivano deviati un po' di più. *Quindi non potevano essere costituiti da nuclei d'ossigeno.* Questo era un primo e sorprendente risultato che faceva naturalmente sorgere subito la domanda sulla natura di tali misteriosi corpuscoli. Dal confronto delle deviazioni di questi, con quelle delle particelle α e dal loro breve percorso si stabilì anzitutto che essi dovevano possedere non una carica semplice, bensì una doppia, come le particelle α medesime (ciò che tuttavia non è stato ancora assolutamente provato con sicurezza).

Da un confronto quantitativo poi della loro deviazione con quella dei nuclei d'idrogeno, si potè stabilire anche il valore della carica specifica. Ne risultò una carica specifica eguale a 2/3, per cui i supporti di queste particelle devono avere una massa 3.

Non esiste ad ogni modo una sicurezza matematica che

questi risultati corrispondano veramente alla realtà. Potrebbe darsi che anche una massa di valore 4 fosse conciliabile con il risultato delle osservazioni, con che i corpuscoli non sarebbero altro che particelle α.

La deviazione dei corpuscoli di percorso eguale a 9 cm., in ambiente d'azoto, si dimostrò della medesima entità di quelli delle particelle corrispondenti in atmosfera d'ossigeno, per cui questi corpuscoli dovevano pure possedere una massa 3.

Così per opera di queste ricerche, sembra che si sia venuti alla scoperta di un nuovo elemento chimico, che indicheremo provvisoriamente con X_3.

Se questo elemento possiede la carica nucleare 2, allora esso è un isotopo dell'elio, e lo si può immaginare composto da 3 nuclei d'idrogeno ed un elettrone nucleare negativo.

Delle considerazioni più particolareggiate sulle condizioni della disintegrazione dell'azoto hanno d'altra parte dimostrato in primo luogo, che i nuclei X_3 compaiono in numero assai maggiore dei nuclei d'idrogeno (da 5 a 10 volte); ove sembra che nell'urto di una particella α su un nucleo di azoto vengano ora espulsi i nuclei X_3, ora i nuclei d'idrogeno, ma tuttavia indipendentemente gli uni dagli altri.

In secondo luogo da considerazioni energetiche risulta che se anche, per il grande avvicinamento di una particella α ad un nucleo d'azoto, si esplica la fuoruscita di tali corpuscoli, non è ad ogni modo possibile che l'energia necessaria per questa disintegrazione venga fornita soltanto dalla particella α incidente, e quindi che l'espulsione abbia luogo per forze interne all'atomo, come con le sostanze radioattive: ma mentre con queste è spontanea, nel nostro caso invece essa avviene per l'azione della particella α (1).

Ora, mentre con i pesanti atomi delle sostanze radioat-

---

(1) Cioè l'energia necessaria è in parte fornita dalla particella α, in parte dall'atomo d'azoto stesso. Ciò che resta di quest'ultimo dopo la disintegrazione non si potè ancora stabilire. Perdendo 2 H, l'azoto si dovrebbe trasformare in carbonio.

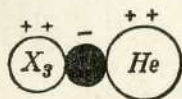
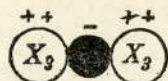
tive, sono i comuni nuclei d'elio di massa 4 e carica 2 quelli che costituiscono la parte preponderante dei loro nuclei, invece gli atomi più leggeri, secondo questi ultimi risultati, se dovessero venire confermati, consisterebbero nell'isotopo X_3 dell'elio, di massa 3 e carica 2 e, almeno in parte, di nuclei d'idrogeno. Probabilmente si trovano in essi anche dei nuclei d'elio comuni, ciò che però finora non si potè nè escludere nè confermare.

Litio
Massa 7, Carica nucleare 3

Isotopo del litio
Massa 6, Carica nucleare 3

Fig. 66.

RUTHERFORD fa osservare che per esempio il litio di massa 7 e carica nucleare 3 si può pensare costituito da una combinazione d'una particella α di un nucleo X_3 ed un elettrone negativo, mentre l'isotopo del litio scoperto da ASTON, di massa 6 si potrebbe credere formato da due nuclei X_3 ed un elettrone negativo.

La fig. 66 rappresenta schematicamente questi due isotopi del litio.

Poichè tanto l'ossigeno quanto l'azoto contengono ambedue X_3 mentre solo l'azoto e non l'ossigeno (e neppure il carbonio) espellono nuclei d'idrogeno, la costituzione dei nuclei di questi 3 atomi sembra sia una tale, quale è rappresentata dalla fig. 67.

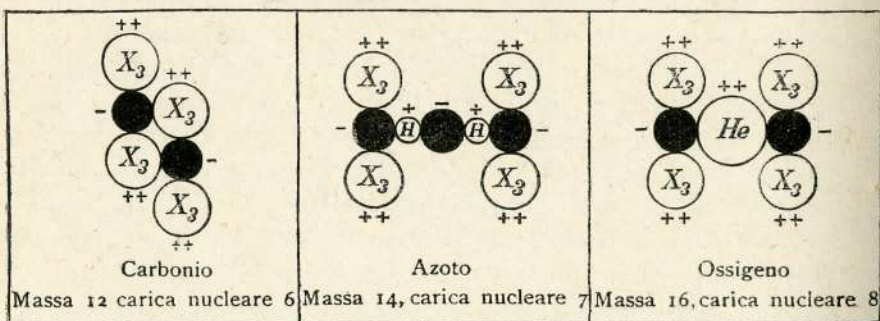



Fig. 67.

Con l'atomo d'azoto una simile disposizione spiegherebbe anche il perchè il numero dei nuclei d'idrogeno, ch'esso espelle, è molto inferiore a quello dei nuclei X_3.

Questi ultimi poi, consistono probabilmente pure di 3 nuclei d'idrogeno ed un elettrone negativo, così come il nucleo d'elio sembra formato da 4 nuclei d'idrogeno e 2 elettroni negativi. RUTHERFORD osserva a questo punto che è anche possibile che due nuclei d'idrogeno possano costituire, con un elettrone unico, un nucleo atomico, che allora avrebbe la massa 2 e la carica 1, cioè sarebbe un isotopo dell'idrogeno. Ma potrebbe anche esistere una configurazione consistente in un nucleo d'idrogeno ed un elettrone negativo, ove però l'elettrone non si troverebbe come nell'atomo d'idrogeno, ad una distanza relativamente notevole dal nucleo, bensì addirittura a contatto di questo. Un simile complesso si dimostrerebbe elettricamente neutro tranne che nelle sue immediate vicinanze. Esso assumerebbe inoltre una forma, per così dire, lineare, ed in un campo magnetico od elettrico si disporrebbe in una direzione determinata. Non si sarebbe allora lontani dal pensare che forse ciò che noi chiamiamo etere e che notoriamente è un incubo per la fisica, sia costituito da simili doppietti. Per la loro estensione lineare e la loro orientazione in campi elettrici e magnetici, si lascierebbe in particolare spiegare il fatto che l'etere trasmette delle perturbazioni elettriche e magnetiche sotto forma di oscillazioni trasversali. Ed allora sarebbe immaginabile (secondo un'idea di NERNST) che nell'etere potessero originarsi oppure dissolversi degli atomi d'idrogeno.

Concludendo, si apre qui un vasto campo alla fantasia, che deve venire pazientemente lavorato e che potrà probabilmente portare bellissimi frutti per la conoscenza ed il dominio della natura.

Mentre dunque la *fisica nucleare* ci fornisce così nuovi ed inattesi risultati, per quanto riguarda invece la struttura atomica a base di nuclei e d'elettroni cioè la *chimica atomica*, si tratterà assai meno di scoprire nuovi fatti che non di utiliz-

zare sistematicamente quelli già noti e di aumentare l'esattezza delle osservazioni. Anzitutto resta incontestabilmente assodato, che il numero complessivo dei satelliti in un *atomo neutro* dev'essere eguale alla carica positiva presentata dal nucleo. Ma noi sappiamo dalle esperienze sui raggi canali e dalla radioattività, che possono esistere anche degli *ioni* cioè degli atomi di carica positiva o negativa, tanto semplice quanto multipla.

Ora tali ioni devono possedere nel campo soggetto all'azione del nucleo, un numero d'elettroni maggiore o minore di quello dell'atomo neutro.

Esistono per esempio uno, due o tre, ecc., elettroni meno che in quest'ultimo, allora avremo un ione, di carica positiva semplice, doppia, tripla, ecc. Se al contrario si trovano legati al nucleo 1, 2, 3..... elettroni in più, ecco che l'ione assume la carica negativa, corrispondente. Con che bisogna osservare che nell'elettrolisi i metalli e l'idrogeno sono *elettropositivi*, vale a dire possono *mancare* facilmente di uno o più elettroni; invece gli ioni *elettronegativi* come, il cloro, l'ossigeno, ecc. posseggono più elettroni di quanti corrisponderebbero alla carica del loro nucleo positivo (vedi anche pagg. 12 e 230).

I primi quattro elementi del sistema periodico.

Consideriamo dapprima i primi quattro atomi del sistema periodico, e cioè quelli dell'idrogeno, elio, litio e berillio, i quali sono di tutta la serie naturale degli elementi, quelli che presentano la costituzione più semplice.

1. Idrogeno.

Il nucleo positivo, è, nell'*atomo neutro*, accompagnato da un unico elettrone.

Nella sua posizione più stabile (quando cioè si trova nel-

l'orbita più interna o monoquantica) l'elettrone dista di $0{,}55 \cdot 10^{-8}$ cm. dal nucleo intorno al quale gira $6{,}5 \cdot 10^{15}$ volte al secondo.

Questi valori si possono calcolare facilmente, come abbiamo visto a pag. 194, essendo note due relazioni fra il raggio dell'orbita più stabile e la velocità dell'elettrone, nonchè le grandezze che vi entrano e cioè la carica del nucleo e dell'elettrone, la massa di quest'ultimo e la costante di PLANCK. L'atomo neutro d'idrogeno ha quindi la configurazione della fig. 68 [1].

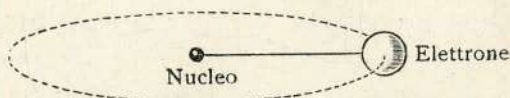
Se l'elettrone viene staccato per una causa qualsiasi dal suo nucleo, non resta che il nucleo puro e semplice, il quale allora costituisce l'*ione positivo d'idrogeno*. Questo nucleo è presente nell'elettrolisi dell'acqua (acidi diluiti) [2] e, come già abbiamo ricordato, in una serie di fenomeni radioattivi.

Atomo d'idrogeno neutro

Fig. 68.

Però intorno al nucleo e ad una distanza un po' maggiore, possono anche ruotare non uno bensì due elettroni. Il disfacimento di un simile sistema richiede una spesa d'energia un po' maggiore che non nel caso di un atomo neutro. Si ottiene così un atomo d'idrogeno caricato negativamente, quale fu riscontrato nei raggi canali.

La distanza dei due elettroni dal nucleo è di 1,33 volte

---

[1] In questa e nelle seguenti figure i raggi delle orbite sono introdotti nel giusto rapporto. Gli elettroni sono rappresentati da grosse sfere, i nuclei da punti, ciò che, almeno per l'idrogeno, può dare una pallida idea dei rapporti delle loro dimensioni. Per contro le dimensioni tanto dei nuclei che degli elettroni sono enormemente esagerate rispetto ai raggi delle orbite.

[2] Più precisamente l'idrogenione che si manifesta negli elettroliti è un *complesso* formato da più o meno molecole d'acqua raggruppate intorno ad un nucleo o ione d'idrogeno quale descritto nel testo.

Si noti qui che l'ione positivo d'idrogeno non può mai presentare più di *una* carica positiva, poichè queste derivano dal numero di elettroni che vengono sottratte all'atomo di idrogeno.

quella dell'elettrone nell'atomo neutro; il numero dei giri al secondo solo 0,563 quello di prima.

La fig. 69 rappresenta questo ione d'idrogeno negativo, che non può mai assumere più di una carica negativa, come infatti risulta da tutte le osservazioni fatte.

Ione negativo d'idrogeno

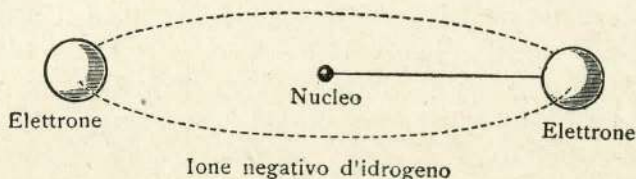



Fig. 69.

2. Elio.

Il nucleo con la doppia carica elementare costituisce l'*ione d'elio a doppia carica positiva*, e quindi la particella α della radioattività.

Se intorno a questo nucleo si muove *un* solo elettrone, allora abbiamo a che fare con un *ione d'elio a carica positiva semplice*. La distanza dell'elettrone è qui soltanto la metà di quella dell'atomo d'idrogeno, come mostra la fig. 70. Viceversa

Ione d'elio positivo semplice

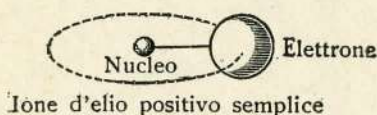



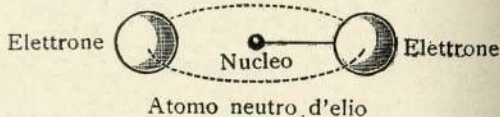
Fig. 70.

Atomo neutro d'elio

Fig. 71.

l'elettrone ruota intorno al nucleo con una velocità eguale a quattro volte quella dell'elettrone dell'idrogeno.

L'atomo *neutro* d'elio possiede, secondo Bohr, due elettroni che girano intorno al nucleo, ad una distanza un po' superiore (1,15 volte) a quella dell'ione positivo, e con una velocità un po' minore (3/4 quella dell'ione positivo d'elio) (fig. 71).

Tuttavia appare dubbio che questa sia la vera disposizione dei due elettroni per l'atomo neutro. Potrebbe anche darsi che ogni elettrone percorra un'orbita distinta e sembra perfino che una simile configurazione sia più stabile di quella escogitata da Bohr (1).

Un nucleo d'elio con tre elettroni, cioè un *ione d'elio caricato negativamente, non esiste.*

Un atomo d'elio non esterna alcuna *affinità* (2) per altri elementi, cioè l'elio è un gas inerte. Vi ritorneremo parlando della costituzione molecolare.

3. Litio.

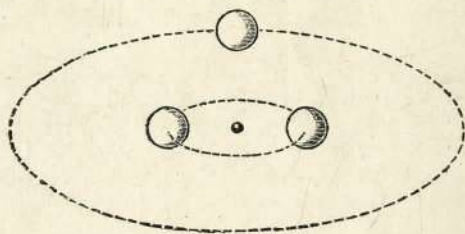
Secondo la teoria, oltre al nucleo di carica positiva tripla, può esistere anche un ione con due oppure una sola carica positiva. Il primo possiede un elettrone alla distanza di un terzo di quella dell'elettrone dell'atomo di idrogeno e ruotante con una velocità nove volte superiore; il secondo ne possiede due ad una distanza un po' maggiore ed una velocità un po' minore.

Atomo di litio

Fig. 72.

L'atomo di litio *neutro* è probabilmente costituito come in fig. 72. Due elettroni seguono un'orbita comune, un terzo

(1) Il primo modello di Bohr, citato dal testo, ed in cui i due elettroni percorrono la stessa orbita, fu abbandonato perchè il potenziale teorico di ionizzazione risultava alquanto superiore al reale e perchè in contrasto con risultati spettroscopici. Ora si è propensi a credere che allo stato normale ogni elettrone segua una orbita sua propria in piani formanti fra loro un angolo di 120°.

(2) Quando si mettono a contatto due sostanze, queste possono reagire fra di loro più o meno ed anche non reagire affatto. In generale si dice che due

una più esterna ([1]). Quest'ultimo elettrone è quello che stabilisce la monovalenza del litio. I raggi dei cerchi interno ed esterno sono 0,362 e 1,182 volte quello dell'idrogeno. Il numero di giri al secondo è, per i due elettroni interni, 7,65 volte quello dell'elettrone dell'idrogeno, per l'elettrone esterno, 0,71 volte.

A seconda delle circostanze l'atomo può assumere un secondo elettrone nella seconda orbita, con che si ha un ione di litio negativo ([2]).

4. Berillio.

Col berillio si può immaginare un *atomo neutro* costituito da quattro elettroni moventisi su una unica orbita di raggio 0,329 (prendendo eguale a 1 quello dell'idrogeno) e mante-

---

elementi presentano una grande *affinità* quando si combinano facilmente con uno sviluppo notevole di calore o di luce. L'*affinità chimica* non ha quindi nulla a che fare con il significato comune della parola, tanto è vero che elementi antagonistici per le loro proprietà possono presentare un'affinità chimica grandissima. Nè si può parlare di *affinità* riferendoci ad un solo elemento, poichè il concetto d'affinità è sempre relativo a due sostanze.

([1]) Secondo le ultime vedute di Bohr i due elettroni più interni sono disposti come nell'atomo d'elio neutro, formando il gruppo K che si ritrova in tutti gli atomi di numero atomico superiore. Il terzo elettrone percorre invece un'orbita ellittica posta in un piano particolare. Quest'ultimo elettrone è legato al nucleo assai meno solidamente che non l'elettrone dell'H ed ancor meno che nel caso d'un elettrone d'He, da cui il diverso comportamento chimico.

([2]) Sarebbe di grandissimo interesse dal punto di vista spettroscopico il poter ottenere l'ione di litio a doppia carica positiva citato nel testo, il quale nella sua conformazione sarebbe del tutto simile all'atomo d'idrogeno.

Per il Li^{++} si ha (vedi pag. 208):

$$M_{Li} = 6{,}94\ M_H\,; \qquad R_{Li} = \frac{R_\infty}{1 + \dfrac{1}{6{,}94}\,\dfrac{m}{M_H}}$$

e per le sue righe spettrali

$$\nu = 9\ R_{Li}\left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{k^2}\right).$$

Le serie corrispondenti non furono però ancora riscontrate nello spettro del litio: Bohr crede tuttavia di potere attribuire ad esse alcune righe scoperte in talune nebulose stellari.

nenti fra loro intervalli eguali; oppure due elettroni potrebbero trovarsi su un cerchio più interno di raggio 0,262 e gli altri due su uno di raggio 0,673, i primi con una velocità angolare 14,6 volte, i secondi con una di 2,2 volte maggiore di quella dell'elettrone dell'idrogeno.

La seconda di queste possibilità è la più probabile, perchè il berillio è chimicamente bivalente ciò che deriva dal fatto che i due elettroni esterni, debolmente trattenuti dal nucleo, sono facilmente staccabili (1).

---

(1) Secondo BOHR, sempre tenuta ferma la disposizione dei due elettroni più interni, il quarto elettrone si aggiunge al terzo seguendo un'orbita simile a quella di quest'ultimo ma non con essa complanare.

Lo stesso è a dirsi del quinto e sesto elettrone, cioè ognuno degli elettroni dal terzo al sesto percorrono orbite simili, caratterizzate dallo stesso livello d'energia. Nel caso del carbonio (6 elettroni) i quattro ultimi (appartenenti quindi al gruppo L) seguono orbite i cui assi maggiori sono disposti come le diagonali congiungenti i vertici d'un tetraedro al suo centro, con una simmetria quindi quale appunto è richiesta dalle proprietà chimiche dell'atomo di carbonio.

Il carattere elettropositivo decrescente (vedi nota a pag. 12) del litio, berillio e boro si spiega col fatto che gli elettroni delle orbite ellittiche del gruppo L sono in primo luogo meno fermamente legati al nucleo che non quelli del gruppo K, in secondo luogo tanto meno quanto minore è la carica positiva nucleare.

I 4 elettroni susseguenti, che danno gli atomi d'azoto, ossigeno, fluoro e neo, ruotano in orbite circolari esterne a quelle del gruppo K, ma internamente allo spazio occupato dalle orbite ellittiche precedentemente citate; il che può spiegare la capacità di assumere altri elettroni entro tale spazio e precisamente in orbite circolari, cioè il carattere elettronegativo dell'ossigeno e del fluoro.

Il sodio ha l'undicesimo elettrone su una orbita ellittica, e lo stesso è a dirsi degli elettroni susseguenti per il magnesio, l'alluminio, il silicio, il fosforo, sodio, cloro ed argo. Non potendo scendere a maggiori particolari, notiamo tuttavia che i dati sperimentali s'accordano coi modelli.

Nel periodo seguente può avvenire che un elettrone venga legato al nucleo in un'orbita d'energia minore dopo un gruppo ad energia maggiore, ed alla mancanza di simmetria che ne nasce, BOHR attribuisce le proprietà magnetiche degli elementi del gruppo del ferro. Rimandando per i periodi e le notizie ulteriori alle conferenze di BOHR: *Les spectres et la structure de l'atome* (vedi bibliografia), osserviamo che l'essenza della teoria consiste nell'intimo collegamento degli elettroni dei gruppi caratterizzati da un differente numero di quanti. Ogni nuovo elettrone che s'aggiunge per passare da un elemento ad un altro nello schema di BOHR, percorre l'orbita più stabile che trova a

Atomi con un numero maggiore d'elettroni.

Le possibilità con cui gli elettroni possono trovarsi distribuiti intorno ad un nucleo di carica eguale ad un numero notevole di cariche elementari, sono moltissime, nè si possiede ancora alcun dato sicuro per giudicare dell'esattezza piuttosto dell'una che dell'altra ipotesi.

È da supporsi che gli elettroni si trovino disposti intorno al nucleo su *anelli* o meglio su *inviluppi* o *strati concentrici*; ma sul numero ed occupazione degli anelli ed anche sulla giacitura rispettiva di questi, non vi è sicurezza alcuna.

Si è qui limitati per lo più ad ipotesi plausibili, che possono tanto bene essere errate che giuste. Un punto di base è dato anzitutto dal sistema periodico degli elementi, il quale mostra che gli atomi del nono posto presentano un'analogia con quelli del primo, e quindi che esiste una ricorrenza periodica ogni otto elementi. Più esattamente la nostra tabella a pag. 166 mostra che con gli elementi d'ogni singolo sottogruppo verticale (cioè *a* oppure *b*), la differenza dei numeri atomici è di

8, 8, 18, 18, 32,

mentre le differenze fra un elemento *a* ed uno *b* successivo dello stesso gruppo è eguale a

10.

Un secondo punto d'appoggio è dato dalla *valenza*, che in una serie di 8 elementi cresce da 0 a 4 per poi diminuire fino

---

sua disposizione e questa stabilità dipende dagli elettroni già esistenti intorno al nucleo, con che può avvenire che l'ultimo elettrone acquisito rifugga dall'occupare orbite di un minor numero di quanti rappresentanti un legame meno solido, per percorrere orbite a maggior numero di quanti.

Le orbite evitate, guadagnando poi in solidità relativamente a quelle a numero di quanti maggiore, vengono occupate anch'esse, e l'atomo acquista di nuovo la voluta simmetria.

a o [1]. Si è assai autorizzati a supporre che la valenza degli elementi dipenda dal fatto che 1, 2, 3, o più elettroni si trovino sull'anello più esterno dell'atomo, e che mediante questi elettroni l'atomo si unisca con un altro.

Ne scende che i gas nobili, presentando una valenza nulla, non possederebbero alcuno di questi elettroni liberi, cioè essi sarebbero limitati da un anello completo. Un'altra ipotesi plausibile è quella che quando un simile anello completo si è formato intorno ad un atomo, si conserva tale anche negli atomi seguenti della scala di MENDELEJEFF, così che gli ulteriori elettroni formerebbero un nuovo anello. Con che è sempre possibile che la stabilità di un anello interno possa venire variata dall'aggiungersi di nuovi ioni e che si formi un anello intermedio fra questi. È anche probabile che gli elettroni non si trovino su anelli concentrici, bensì su inviluppi spaziali.

Ma tutte queste considerazioni non sono finora che delle ipotesi per le quali non esiste alcuna prova diretta.

Ad ogni modo diversi tentativi furono fatti dal BOHR e poi dal KOSSEL, VEGARD, LADENBURG, LANGMUIR ed altri, per basare il sistema periodico sulla disposizione degli anelli ed occupazione di questi da parte degli elettroni.

Se il risultato di KROO di cui a pag. 220 fosse sicuro e cioè che l'anello interno di tutti gli atomi dal sodio in poi sieno formati da tre elettroni ed il secondo da 9, si possederebbe almeno un dato certo per i primi 20 ÷ 25 elementi. Ma in tutti questi

---

[1] Il testo si riferisce alla *valenza rispetto all'idrogeno*. Leggasi in proposito quanto fu detto a pag. 12.

Si è visto allora che esiste una *valenza rispetto all'ossigeno* (capacità di combinazione con l'ossigeno) ed una *valenza rispetto all'idrogeno* (capacità di combinazione con l'idrogeno). Vi sono però degli elementi che, come in generale i metalloidi, si combinano tanto con l'ossigeno quanto con l'idrogeno. La somma della valenza (massima) per l'ossigeno più quella per l'idrogeno è allora eguale a 8. Così il cloro è monovalente rispetto all'idrogeno e eptavalente rispetto all'ossigeno (valenza massima); lo solfo bivalente con l'idrogeno ed esavalente con l'ossigeno (valenza massima), ecc.

La valenza per l'ossigeno si dice anche *valenza positiva*, quella per l'idrogeno, *valenza negativa*.

tentativi il lato arbitrario è ancora troppo vasto ed è da sperarsi che esperienze e ricerche più profonde sugli spettri di righe e Röntgen ci diano il mezzo di raggiungere una sicurezza maggiore. Per ora non avrebbe utilità alcuna l'esporre qui le diverse e soventi contradditorie teorie (1).

Negli ultimi tempi BOHR aveva emesso l'ipotesi che su una orbita monoquantica non potevano ruotare più di due elettroni, 8 su una biquantica, 18 su una triquantica, 32 su una tetraquantica, ecc.

Secondo questa teoria per il gruppo O del sistema periodico (gas nobili) il numero degli elettroni dei successivi anelli od involucri, sarebbe

Elio	2_1	(ove l'indice dà il numero di quanti dell'orbita)				
Neo	2_1	8_2				
Argo	2_1	8_2	8_2			
Cripto	2_1	8_2	18_3	8_2		
Xeno	2_1	8_2	18_3	18_3	8_2	
Radon	2_1	8_2	18_3	32_4	18_3	8_2

ove si vede che possono anche esistere traiettorie biquantiche dopo tri- e tetraquantiche. Ma anche tale teoria non sembra conduca a risultati sicuri (1).

---

(1) Oltre all'atomo *dinamico* di BOHR esistono anche diversi modelli di atomi *statici*, nei quali cioè gli elettroni satelliti sono stazionari e simmetricamente disposti intorno al nucleo. Tali modelli statici riescono in parte a spiegare per es. le combinazioni chimiche, il che è assai difficile con l'atomo dinamico, ma non si vede come conciliarli coi fenomeni di radiazione e in particolare con gli effetti STARK e ZEEMAN, mentre non è detto che il modello dinamico non riesca un giorno a dar conto anche dei fenomeni chimici: esso si trova ancora in un periodo di sviluppo e dati i grandi servigi già resi, è improbabile che si rinunzi alla sua concezione fondamentale, la quale sembra corrispondere almeno in parte, alla realtà. D'altro canto, se per spiegare i fenomeni chimici il modello statico serve ottimamente, non c'è ragione di rinunziarvi per questa classe di fenomeni esterni.

Il modello statico si potrebbe infatti considerare come una semplificazione di quello dinamico, in quanto gli elettroni più esterni sarebbero da ritenersi fissi nei punti delle loro orbite più lontani del nucleo. Si tratterà di vedere

La costituzione molecolare.

Probabilmente un'analisi della *costituzione molecolare*, in base a questo modello atomico, potrà portare nuova luce in proposito, benchè tale analisi sia difficile; è un campo che si sta aprendo solo ora e nel quale si fa sentire fortemente la nostra insufficiente conoscenza della meccanica atomica.

---

se tale semplificazione, di cui si hanno tanti e legittimi esempi nella fisica, si dimostra lecita. Ma anche se non lo fosse, ciò non distruggerebbe affatto il modello dinamico, il quale potrebbe magari spiegare benissimo affinità e valenza in altro modo.

Premesso questo, osserviamo che tanto nella teoria di BOHR quanto in quella statica di KOSSEL, l'inviluppo o (per semplicità) anello più *esterno* dei gas rari (elio escluso) è costituito da 8 elettroni; ma i gas nobili possiedono notoriamente le proprietà di non combinarsi con nessun altro elemento; essi sono chimicamente *inerti*, inattivi, e quindi di valenza zero. KOSSEL ne concluse che le configurazioni di elettroni corrispondenti a questi gas dovevano essere le più stabili.

Ora per es. il neo ha 2 elettroni sull'anello interno, 8 sull'esterno, ed una carica nucleare eguale a 10. Subito dopo di esso nella scala periodica viene il sodio, di carica 11. Cioè il sodio deve possedere 11 elettroni satelliti; 2 nel primo anello, 8 nel secondo, 1 nel terzo. Procedendo lungo il periodo il numero d'elettroni del terzo anello cresce fino a completarsi (8) di nuovo con l'argo (2, 8, 8).

Chiamiamo anello *periferico* quello più esterno, e vediamo, nel periodo della classificazione di MENDELEJEFF qui sopra citato ed a cui appartiene il sodio, quali sieno le forze che su di esso agiscono.

Queste, nel caso del sodio provengono da una carica effettiva eguale ad una unità positiva (essendo infatti la carica centrale eguale a 11, e gli elettroni dei due anelli più interni 10) quindi sull'unico elettrone dell'anello periferico agisce una forza di natura elettrostatica eguale a 1.

Analogamente per il magnesio (12) la carica effettiva (che si può immaginare concentrata nel centro dell'atomo) è eguale a 2, per l'alluminio (13) è di tre cariche positive, infine pel cloro (17) di 7. Con che si vede che l'azione esercitantesi sugli elettroni periferici *cresce* progredendo lungo un medesimo piccolo periodo.

Così si spiegherebbe perfettamente come il *Na* sia l'elemento più elettropositivo del suo periodo; infatti per la piccola attrazione centrale (dovuta ad una carica effettiva = 1) l'unico elettrone periferico si stacca facilmente e l'atomo di *Na* si trasforma in ione positivo. Il magnesio cede un po' meno facilmente i due elettroni periferici a causa dell'aumentata carica centrale (= 2) pur formando ancora un ione positivo bivalente; cioè esso è meno elettropositivo del sodio. Procedendo lungo il periodo questa proprietà decresce

Con le *molecole* non abbiamo più a che fare con *un* solo nucleo centrale bensì con più nuclei, almeno due, intorno ai quali si muovono gli elettroni.

Una *molecola neutra d'idrogeno* si comporrà di due nuclei ad una certa distanza fra loro, e di due elettroni.

---

continuamente, finchè ad un certo punto la carica centrale effettiva è così forte da invitare l'atomo a completare l'anello periferico, invece che a cederne gli elettroni. Ed infatti il cloro, di spiccato carattere elettronegativo, tende ad accapparrarsi l'unico elettrone che gli manca per passare allo stato di ione negativo.

Questa teoria elettrica dell'affinità e della valenza spiega anche per esempio il crescere del carattere positivo in ciascun gruppo verticale, col crescere del peso atomico. In ogni gruppo la carica effettiva è la stessa ma il volume atomico aumenta per cui la forza che trattiene gli elettroni periferici diminuisce, il che ne rende più facile il distacco, mentre nei gruppi elettronegativi, diminuendo sempre l'attrazione con l'aumentare del volume atomico, decresce la capacità di cattivare elettroni estranei; e quindi anche il carattere elettronegativo. Anche le variazioni delle proprietà basiche ed acide dei composti si possono spiegare in base alla carica centrale effettiva ed al volume atomico; così è possibile intravvedere anche il perchè della grande stabilità dei gas rari, i quali possedendo l'anello periferico completo di 8 elettroni (elio esluso) non hanno tendenza nè a cedere nè ad acquistare nuovi elettroni.

D'altra parte gli atomi degli elementi che immediatamente precedono e seguono un gas nobile nella scala periodica, tendono alla configurazione periferica stabile di quest'ultimo, come abbiamo visto, dando così origine a ioni positivi o negativi.

Ciò premesso, consideriamo le combinazioni *eteropolari*, cioè quelle nelle quali, come per esempio nel cloruro di sodio ($NaCl$), un ione positivo (Na) si unisce ad uno di polarità opposta, cioè negativo (Cl).

Messi in presenza cloro e sodio, l'atomo del primo, tendendo a completare il suo anello periferico, priva l'atomo del secondo del suo elettrone più esterno, con che ambedue gli ioni formatisi assumono la configurazione più stabile del gas nobile a loro più vicino nella scala di MENDELEJEFF. Analogamente l'ossigeno con 6 elettroni periferici completa il suo anello con i due elettroni di due atomi d'idrogeno formando una molecola (H_2O) di acqua.

Avevamo visto a pag. 239 come esistano valenze negative e valenze positive. Il loro significato ora si spiega meglio, attribuendosi le valenze positive di un elemento al numero degli elettroni che si sono distaccati dall'atomo relativo e le negative agli elettroni acquistati. D'altro canto uno stesso atomo può possedere valenze di polarità diversa, a seconda che entra in combinazione con un altro atomo più elettropositivo o più elettronegativo rispetto ad esso. Per esempio il cloro può secondo KOSSEL, tanto cedere i suoi 7 elettroni periferici ad atomi fortemente elettronegativi (cioè aventi grande avidità d'elettroni) quanto, come abbiamo visto, attirare a sè l'unico elettrone

Immaginiamoci due atomi come in fig. 68 separati l'uno dall'altro; per mezzo di una forza esterna avviciniamone i due nuclei; allora l'elettrone dell'un atomo verrà attratto anche dal nucleo dell'altro, e viceversa, ove questa attrazione aumenterà col diminuire della distanza fra i nuclei. Le orbite degli elettroni si avvicineranno quindi più rapidamente, che non i nuclei sotto la forza agente esterna. Quando questi ultimi saranno arrivati ad una certa distanza, le orbite dei due elettroni coincideranno formando un'orbita sola, sulla quale i detti elettroni ruoteranno intorno all'asse di collegamento dei due nuclei. *A questo punto si è formata la molecola di idrogeno.*

La forza repulsiva fra i due nuclei viene allora esattamente compensata da quella attrattiva che i due elettroni esercitano su di essi.

Le combinazioni di due atomi in una molecola d'idrogeno, avviene dunque per la circolazione dei due elettroni sulla stessa orbita intorno all'asse nucleare. Il calcolo mostra che il raggio dell'orbita è un po' minore (0,95) di quello del primo cerchio d'un atomo di idrogeno, e che la distanza dei due nuclei è 1,16 volte maggiore del diametro dell'orbita circolare.

---

che gli manca a completare l'anello esterno, quando è in presenza di atomi elettropositivi (tendenti a cedere elettroni) come nel caso della sua combinazione col *Na*.

Il carbonio, che si trova a metà periodo con 4 elettroni periferici, ha precisamente una polarità poco accentuata e può con una facilità quasi eguale completare il suo anello periferico oppure cederne gli elettroni, formando composti altrettanto stabili tanto con l'ossigeno che con l'idrogeno.

L'affinità chimica quindi, secondo le idee di KOSSEL, non sarebbe altro che un fenomeno elettrostatico, e dipenderebbe semplicemente dalla maggior o minor capacità degli atomi a perdere o acquistare e quindi a scambiarsi gli elettroni periferici.

Tuttavia in questo modo il problema dell'affinità non viene risolto che solo parzialmente. KOSSEL non tien conto del possibile moto degli elettroni periferici nè delle deformazioni per azioni elettrostatiche esterne, ecc.; e neppure la teoria è capace di spiegare i composti *omeopolari*, cioè quelli nei quali non è ammissibile l'esistenza di ioni, come la molecola d'idrogeno H_2, quella d'ossigeno O_2 ecc. Altre teorie sono in seguito sorte (LEWIS, LANGMUIR) per spiegare questi composti e particolarmente quelli del carbonio, senza tuttavia arrivare ad un risultato del tutto soddisfacente (vedansi le opere citate).

La fig. 73 rappresenta una simile molecola d'idrogeno. In valori assoluti il raggio del cerchio è $0{,}52 \cdot 10^{-8}$ cm., la distanza dei due nuclei $1{,}22 \cdot 10^{-8}$ cm.

Ora, calcolando l'energia complessiva necessaria per la disintegrazione dei due atomi H separati, si trova che essa è minore di quella necessaria per disgregare la molecola relativa H_2, cosicchè quest'ultima si forma *da sè* dagli atomi H con cessione di energia all'esterno, manifestantesi come calore di formazione della molecola d'idrogeno stessa [1].

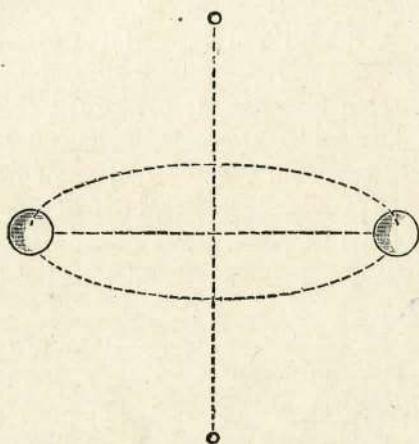



Fig. 73. — Molecola d'idrogeno.

Così resterebbe spiegata in modo plausibile l'enigmatica causa per la quale due atomi d'idrogeno entrano in una combinazione più intima formando una mo-

---

[1] Infatti l'energia totale della molecola è

$$W = -\ 2{,}20\ R\ h$$

ove R è la solita costante di Rydberg ed h quella di Planck.

L'energia complessiva dei due atomi separati è (vedi pag. 216):

$$2\ W_1 = -\ 2\ R\ h.$$

Quindi per la disintegrazione di questi ultimi bisogna fornire ad essi un'energia

$$2\ R\ h,$$

minore di quella da fornirsi alla molecola:

$$2{,}20\ R\ h$$

per la sua disintegrazione. Per la semplice dissociazione della molecola occorre invece un lavoro

$$2\ W_1 - W = 0{,}20\ R\ h$$

che col segno cambiato rappresenta anche la energia ceduta nella formazione della molecola stessa.

lecola. *L'orbita comune degli elettroni lega i due nuclei che altrimenti si respingerebbero.*

Non bisogna tuttavia tacere che contro questa rappresentazione della molecola d'idrogeno, si oppongono obbiezioni riguardanti la sua stabilità, e che condurranno probabilmente ad una correzione del modello.

Forse verrà mantenuta l'idea del collegamento dei due nuclei intorno al quale ruotano gli elettroni, senza il quale appare difficile la spiegazione della formazione molecolare [1].

Ora ci si dovrebbe attendere che anche con l'elio, elemento successivo all'idrogeno, due atomi dessero pure luogo alla formazione di una molecola, ciò che in realtà non avviene. Se procediamo come sopra con l'idrogeno, ed avviciniamo fra loro due atomi d'elio con due elettroni ciascuno sulla stessa orbita (la quale come si è visto a pag. 234 non è l'unica possibilità per l'atomo d'*He*) si verifica quanto segue.

A causa dell'attrazione di ciascuno dei nuclei sugli elettroni dell'altro atomo, i piani delle due orbite elettroniche si avvicineranno più rapidamente di quanto vengono avvicinati i due nuclei, e verrà allora un momento, nel quale i due piani orbitali coincideranno, mentre i nuclei possiedono ancora una certa determinata distanza.

I quattro elettroni sulla stessa orbita, a causa della repulsione reciproca, si disporranno da sè in modo da trovarsi distanziati di un quarto di cerchio fra loro. Sembra così formata la molecola d'elio. Ma se si calcola l'energia complessiva necessaria per la disintegrazione dei due atomi d'elio separati e parimenti l'energia per la disgregazione della molecola He_2,

---

[1] Il calcolo fornisce per l'energia necessaria alla dissociazione della molecola nei suoi due atomi un valore minore di quello verificato sperimentalmente.

D'altra parte non corrispondono le proprietà magnetiche; l'instabilità del modello rispetto a certe piccole determinate perturbazioni è manifesta; infine il potenziale di ionizzazione calcolato non corrisponde alla realtà. Quindi si può concludere che il modello esposto non deve essere esatto.

si riscontra che questa energia è minore della prima. *Ragione per cui la molecola d'elio non può formarsi da sè.* Sarebbe necessario un dispendio d'energia esterna per indurre i due atomi d'*He* a congiungersi in una molecola.

Noi possiamo esprimere la differenza fra atomi d'idrogeno e atomi d'elio dicendo che i due atomi d'idrogeno si attirano mentre quelli d'elio si respingono. *Ne deriva la monoatomicità dell'atomo d'elio.* Sarà un compito dell'avvenire quello di studiare la formazione molecolare di atomi più complessi, con che bisognerà dimostrare che una simile atomicità esiste pure col neo, argo, xeno e cripto, in contrapposto agli elementi loro vicini nella scala di MENDELEJEFF.

In quanto agli atomi superiori, se anche non è possibile conoscerne esattamente la configurazione atomica, pure si può ritenere probabile che la formazione delle molecole da parte di due di essi di eguale o diversa specie, avvenga, come con l'idrogeno, per lo stabilirsi di un anello comune intorno ai due atomi separati, ed è da supporsi che lo formino precisamente gli elettroni periferici.

Ora, se in base ai modelli atomici da noi elaborati vogliamo esaminare come si esplicano le proprietà chimiche e fisiche degli atomi stessi, troviamo che:

1° I fenomeni chimici hanno la loro origine essenzialmente negli anelli *più esterni* degli atomi; i quali anelli si legano fra di loro dando luogo alle molecole.

2° L'influenza di *temperature* molto elevate da una parte e dell'*eccitazione elettrica* dall'altra (nei tubi GEISSLER) si fa sentire sugli anelli *più esterni* ma anche sovente sugli anelli *mediani*, che ne vengono perturbati ed il cui ritorno allo stato primitivo corrisponde all'emissione degli spettri ottici.

3° Il bombardamento degli elettroni che eccita i raggi Röntgen, agisce essenzialmente sugli anelli *più interni* degli atomi; per il ritorno alla configurazione primitiva, avviene la emissione dei raggi K, L ed M.

4° I *nuclei atomici* subentrano nella radioattività. Con gli atomi più pesanti i nuclei si disfano spontaneamente emet-

tendo particelle α e β. I raggi γ si possono, secondo RUTHERFORD, ritenere come la radiazione caratteristica delle rispettive sostanze radioattive. Le particelle α disgregano anche altri nuclei, come si potè verificare con l'azoto e l'ossigeno.

Così la radioattività raggiunge la regione più profonda dell'atomo, cioè il nucleo, dando luogo ad una vera trasformazione degli elementi. Un determinato atomo è secondo la teoria di RUTHERFORD-BOHR, individuato soltanto dalla carica nucleare. Il numero degli elettroni satelliti dipende solo dalle circostanze ed è causa unicamente della differenza fra atomo neutro e ioni positivi o negativi.

Da una variazione del nucleo esce dunque un nuovo elemento.

Ma tale variazione non ci fu finora possibile nè di produrre nè di favorire. Essa avviene spontaneamente come con le sostanze radioattive, oppure non avviene del tutto.

Tuttavia, con le interessanti esperienze di RUTHERFORD, si è già fatto un primo progresso in tale senso, e se, come è da sperarsi, noi riusciremo a trovare un giorno i mezzi per disintegrare i nuclei di tutti gli atomi a nostro piacimento, allora questa *ultrachimica*, questa *chimica* e questa *fisica nucleare* potranno ancora dare i più soprendenti e straordinari risultati pratici.

CAPITOLO VII [1]

Progressi recenti nella fisica atomica

Il magnetismo atomico.

Se si porta una sbarra prismatica, per es. di manganese, palladio, uranio, platino, cromo in un campo magnetico omo-

---

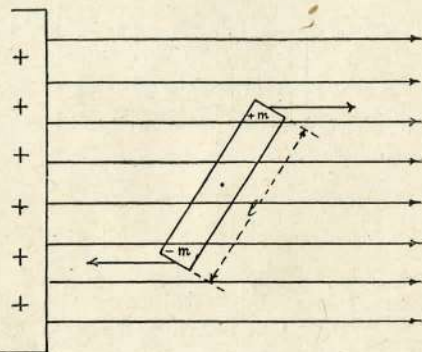
[1] *In questa seconda edizione i sei capitoli precedenti che, nel testo, rappresentano la trattazione originale del prof.* GRAETZ, *sono rimasti inalterati al fine di conservare loro, rinunziando talora all'estremo rigore scientifico, quell'armonia, semplicità e chiarezza, che nel pensiero di chi li stese dovevano renderne gradita e facile la lettura. Con arte magica il prof.* GRAETZ *ha districato il filo conduttore che potesse riuscire d'orientamento al profano in mezzo alla complessità e difficoltà della fisica atomica; magica arte, poichè, come il sentiero che s'inerpica lungo un'alpestr valle, apre sempre nuovi orizzonti e fa aspirare alle maggiori altezze, così la narrazione del prof.* GRAETZ *sospinge la mente a completare la nuova conoscenza acquisita, a sprofondarsi sempre più in questo nuovo mondo, ultra-recente, in cui la scienza s'addentra, allargandosi quotidianamente, come il delta d'un poderoso fiume nel mare.*

Senonchè ad appagare la curiosità scientifica non può bastare nè la risorsa delle note a piè di pagina, che minacciano di rendere ipertrofico il presente volume, nè la pratica delle sole matematiche elementari. Lo studioso potrà allora ricorrere alla unita bibliografia che, in vista appunto di questo scopo, non dà indicazioni relative alle singole monografie, bensì solo alle opere di carattere generale, riassuntive, quali occorrono per i primi passi fuori dell'ambito di questo libro. Le opere citate sono tutte o quasi tutte raccomandabili: in particolare, per quanto riguarda la fisica atomica, lo sono quelle di SOMMERFELD, GRAETZ, PLANCK, ASTON, BRAGG, ANDRADE, RUTHERFORD, BOHR, HAAS, LODGE, PERRIN, EWALD, PLOTNIKOW, FAJANS, SODDY, LORENTZ, CROWTHER, MILLIKAN, *ecc. Qualche altra notizia segue in questo capitolo colta a spizzico fra le più importanti e più semplici. Infine è opportuno osservare come la fisica atomica, che sembrerebbe a prima vista una scienza astratta, s'incammina invece a diventare, fra l'altro, la base granitica di un gran numero di studii e processi industriali, per cui, anche da questo lato, la sua grande ed indiscutibile importanza.*

geneo, essa si orienta in modo che il suo asse longitudinale venga a coincidere con la direzione del campo (fig. 74), e ciò perchè tanto il polo positivo che il negativo del campo inducono sull'estremità della sbarra a loro più vicina, un magnetismo di segno opposto al proprio. I corpi che presentano tale proprietà si dicono *paramagnetici* (1).

Se invece succede il contrario cioè se il magnetismo indotto su ciascun estremo della sbarra è di segno eguale a quello del polo prospiciente, la sbarra si pone trasversalmente alle linee di forza ed il materiale relativo si chiama *diamagnetico* (bismuto, oro, tellurio, ecc.).

Fig. 74.

Sia H l'intensità del campo e l la lunghezza della sbarra; sulle masse magnetiche $+m$ e $-m$ della sbarra agiscono allora due forze $-mH$ e $+mH$ costituenti una coppia di momento lmH sen θ.

Il prodotto $lm = A$ dicesi *momento magnetico* e il quoziente $\frac{A}{v}$, ove v è il volume della sbarra, *intensità* (J) *della magnetizzazione*.

J si dimostra proporzionale all'intensità H del campo, cioè $J = \varkappa H$; quindi è $\varkappa = \frac{A}{H} \frac{1}{v}$, cioè $\varkappa$ è il *coefficiente di magnetizzazione* per unità di volume, o *suscettività magnetica* del materiale della sbarra.

Per i corpi paramagnetici $\varkappa$ è positivo; per quelli diamagnetici, negativo.

(1) Fra le sostanze paramagnetiche ve ne sono tre che si distinguono dalle altre per la loro grande permeabilità; esse sono il ferro, il cobalto e il nickel, che, in base al primo, si comprendono sotto il nome di *ferromagnetici*.

Dalla nota relazione

$$\mu = 1 + 4\pi\varkappa$$

risulta poi che la *permeabilità* magnetica μ del corpo è $\gtrless 1$ a seconda che $\varkappa$ è $\gtrless 0$. Nel caso limite $\varkappa = 0$ è $\mu = 1$ (vuoto). Le condizioni precedenti si riferiscono a corpi posti nel vuoto.

Il fenomeno di cui all'inizio di questo capitolo non cambia se, diminuendo la lunghezza della sbarra, si riduce questa ad una lamina. Anche una lamina presenta quindi un momento magnetico. Non solo, ma AMPÈRE ha dimostrato che equivalente, negli effetti, ad una lamina è pure un circuito chiuso percorso da una corrente elettrica. L'azione magnetica di un tale circuito sui punti posti fuori di esso è esattamente quello d'una lamina di momento magnetico

$$A = iS \tag{1}$$

ove S è l'area racchiusa dal circuito e i è l'intensità (in unità elettromagnetiche) della corrente che lo percorre.

Ora, poichè ogni elettrone che ruota intorno al nucleo d'un atomo costituisce una corrente di convezione [1] di valore

$$I = \frac{e}{T} \tag{2}$$

ove e è la carica dell'elettrone in unità elettromagnetiche e T [2] il periodo (= tempo impiegato per un giro; v. pagg. 194 e 273), si ha che (formola 1)

$$A = IS = \frac{e}{T} S$$

rappresenta il momento magnetico relativo all'orbita elettro-

(1) Cioè una corrente dovuta ad un trasporto di una carica elettrica.

(2) $\frac{1}{T}$ è il numero di volte al secondo in cui la carica e passa attraverso la sezione della corrente.

nica di area S. Ma il momento d'impulso d'un elettrone ruotante intorno al nucleo centrale (pag. 272) è eguale a

$$p = m\,\omega a^2 \tag{3}$$

ove a è il raggio dell'orbita (supposta circolare), ω la velocità angolare $= \frac{2\pi}{T}$ e m la massa dell'elettrone. La (3) si può anche scrivere, più in generale:

$$p = \frac{2\,m}{T} \cdot \pi a^2 = \frac{2\,mS}{T},$$

quindi

$$A = \frac{\iota\, p}{2\,m} \tag{4}$$

Senonchè il momento d'impulso è quantizzato (v. pag. 273):

$$p = n\frac{h}{2\,\pi}$$

per cui anche il momento magnetico dev'essere una grandezza quantizzata

$$A = n\frac{e}{4\,\pi}\;\frac{h}{m},$$

che si può esprimere come multipla (n^{pla}) di un momento magnetico elementare:

$$A_1 = \frac{e}{m}\;\frac{h}{4\,\pi}.$$

Se si introduce $\frac{e}{m} = 1{,}77 \cdot 10^7$ (in unità elettromagnetiche: grammo; pag. 59), $h = 6{,}53 \cdot 10^{-27}$ si ha

$$A_1 = 9{,}21 \cdot 10^{-21}$$

che, riferito ad un mol. (v. pag. 8) cioè moltiplicato per N (v. pag. 25) diviene

$$A_m = 5584 \text{ gauss} \cdot \text{cm}.$$

Questa grandezza si chiama *magnetone di Bohr* riferito alla grammo-molecola. Vale a dire che se si potessero sommare fra loro in valore assoluto i momenti magnetici di tutti gli atomi contenuti in un mol di sostanza, si dovrebbe ottenere il suddetto valore di A_m, oppure un suo multiplo intero; in altre parole, dato che fosse possibile di orientare parallelamente e nello stesso senso gli assi magnetici di tutti gli atomi di un mol (stato di saturazione magnetica), il momento magnetico effettivamente misurato dovrebbe essere uguale a A_m o ad un multiplo intero

$$A_0 = kA_m$$

di A_m.

Consideriamo ora uno dei mezzi coi quali si può stabilire il momento magnetico di un atomo-grammo o di un mol. di sostanza.

Abbiamo più sopra indicato con $\varkappa$ la suscettività magnetica riferita all'unità di volume; dividendola per d (densità) si ottiene la *suscettività specifica* (massica) χ riferita all'unità di massa:

$$\chi = \varkappa : d$$

e la suscettività atomica risp. molecolare moltiplicando χ per M, cioè per il peso atomico risp. molecolare:

$$\chi_m = \chi \cdot M$$

Per le sostanze paramagnetiche (gas e soluzioni) Curie potè verificare una legge secondo la quale χ_m è inversamente proporzionale alla temperatura assoluta:

$$\chi_m = \frac{C_m}{T}$$

ove C_m è la cosidetta *costante di Curie*.

Per trovare la relazione fra C_m e il momento magnetico A_0 di un mol di sostanza, LANGEVIN suppose che fossero possibili tutte le orientazioni degli assi magnetici (atomici risp. molecolari) con predominio di quella coincidente con la direzione del campo magnetizzante, predominio però tanto meno marcato quanto più intensa l'agitazione termica. In base ad un calcolo statistico egli rappresentò col fattore 1/3 la media di tutte le orientazioni rispetto alla direzione del campo, per cui, indicando con R la costante dei gas (v. pag. 9) ottenne

$$C_m = \frac{A_0^2}{3\,R}$$

Quindi:

$$\chi_m = \frac{A_0^2}{3\,R\,T}$$

cioè dalle determinazioni di χ si ricava subito per le sostanze paramagnetiche liquide e gassose il valore di A_0.

Non è possibile da questo valore, diviso per un numero intero, ottenere A_m cioè il valore del magnetone di Bohr, e ciò perchè, secondo la teoria dei quanti, le orientazioni che gli assi magnetici dei singoli atomi possono assumere in un campo magnetizzante sono privilegiate. Ne scende che il fattore 1/3 non è più valido ed in suo luogo ne compare un altro, diverso per ogni numero dì certuni speciali quanti relativi all'elemento atomico considerato.

La coincidenza coi dati sperimentali è allora notevole per un certo numero di definite sostanze mentre per altre manca in maggiore o minore misura.

Manca perchè secondo SOMMERFELD il numero dei magnetoni di un corpo va in generale considerato non come multiplo *intero* bensì come multiplo *razionale* dell'unità quantistica teorica A_m.

Molta luce ha gettato sull'orientazione quantistica degli atomi nello spazio e sull'esistenza del magnetone di BOHR l'esperienza di STERN e GERLACH, la cui disposizione è la seguente (cfr. lo schema della fig. 75):

In un tubo ad alto grado di vuoto si trova una piccola sfera S d'argento allo stato incandescente, dalla quale partono in ogni direzione degli atomi d'Ag aventi una velocità calcolabile, e di cui alcuni passano attraverso le fenditure di due schermi s, al di là dei quali intersecano ad angolo retto un intenso campo magnetico non omogeneo $N — S$ [1].

Se questo campo non è eccitato, il sottile pennello dei raggi va a colpire direttamente la lastra $l\,l$; se invece è eccitato, le forze ponderomotrici esistenti dividono il pennello in due parti eguali come in figura, e si ottengono due tracce sulla lastra invece di una.

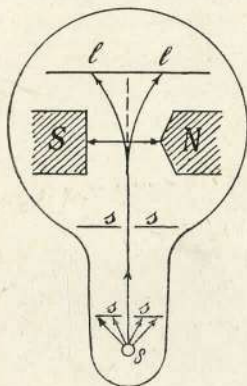



Fig. 75.

In base alla teoria classica tale suddivisione in due raggi discreti non avrebbe ragione di avvenire. Infatti abbiamo detto che in un campo magnetizzante gli assi magnetici degli atomi, pur raccogliendosi intorno ad una certa direzione rispetto a quella del campo, sono tuttavia in generale orientati arbitrariamente, per cui la forza ponderomotrice agente su ciascun atomo essendo proporzionale al coseno dell'angolo compreso fra asse magnetico dell'atomo e direzione del campo, la traccia sullo schermo avrebbe dovuto semplicemente allargarsi. Invece la traccia si divide nettamente in due, lasciando libera (e cio è importante) la zona centrale. La teoria quantistica invece dice che per un atomo d'argento la possibilità di orientarsi in un campo magnetico è soltanto doppia: o parallelamente o antiparallelamente alle linee di forza.

Dev'essere cioè $\cos(A_m, H) = \pm 1$; le altre possibilità di $\cos(A_m, H)$ non sono ammesse. Vale a dire il campo agisce

---

[1] Un campo magnetico omogeneo esercita solo azioni orientatrici su un *magnete*, mentre un campo inomogeneo esercita anche delle forze ponderomotrici, alla stessa guisa come un campo omogeneo su una carica elettrica o massa magnetica isolata.

sugli atomi solo con due valori della forza ponderomotrice eguali ed opposti, onde la spartizione del raggio in due, comprendente ciascuno la metà degli atomi in moto.

GERLACH e STERN poterono però stabilire anche il momento magnetico dei singoli atomi d'*Ag*, misurando accuratamente la loro deviazione, dipendente dall'inomogeneità del campo, dalla sua intensità, dal momento magnetico atomico e dal tempo durante il quale si fa sentire sugli atomi l'azione del campo. Il valore ricavato per A_m è in buona concordanza con quello del magnetone di BOHR.

L'esistenza dei momenti magnetici degli atomi o, come si dice, delle correnti molecolari d'AMPÈRE (cioè di quelle correnti che, circolando nelle molecole, AMPÈRE supponeva fossero l'origine del magnetismo ed alle quali si ricollegano, come abbiamo visto, le concezioni moderne) venne studiata per via magnetomeccanica da EINSTEIN e DE HAAS nel 1915.

Il moto circolare degli elettroni in un atomo lo rendono simile ad un giroscopio, il cui asse coincide sempre con quello magnetico dell'atomo stesso. Se cambia lo stato di magnetizzazione del corpo, cioè l'orientazione dei momenti magnetici elementari, cambia anche quella dei momenti d'impulso dei singoli atomi, cioè varia il momento d'impulso totale del corpo e quindi, pel principio della conservazione del momento della quantità di moto (impulso) deve manifestarsi un momento d'impulso compensante di carattere meccanico; vale a dire, variando lo stato di magnetizzazione del corpo, questo deve entrare in rotazione.

EINSTEIN e DE HAAS poterono verificare, con un opportuno dispositivo di magnetizzazione d'un pezzo di ferro dolce, un moto di questo avente qualitativamente tutte le proprietà desiderate. In senso quantitativo però non veniva esattamente soddisfatta la relazione (4) a pag. 251 fra momento magnetico e momento d'impulso.

Le accurate recenti misurazioni di SUCSMITH e BATES, nonchè di diversi altri sperimentatori, su ferro dolce, cobalto, nickel diedero

$$\frac{p}{A} = \frac{m}{e}$$

invece di

$$\frac{p}{A} = \frac{2m}{e}.$$

Lo stesso valore fu ottenuto dai BARNETT nel 1917 i quali realizzarono l'effetto opposto, cioè la magnetizzazione di una sbarra ferromagnetica in conseguenza d'un rapido moto di rotazione intorno al suo asse.

La discrepanza con il valore teorico del rapporto $p:A$ è oggi spiegata dalla teoria dei quanti in base a conclusioni dedotte dallo studio dell'effetto ZEEMAN anormale. Vedasi a proposito l'opera citata di SOMMERFELD.

Stabilita così l'esistenza di correnti molecolari, si può tentare una spiegazione anche del dia-, para- e ferromagnetismo. Supposto che in un atomo esistano orbite elettroniche in numero pari e percorse per metà in senso opposto all'altro, l'effetto totale può anche essere nullo, a seconda dell'orientazione delle diverse orbite. Consideriamo, per semplificare, due sole orbite complane, eguali e percorse da elettroni con la stessa velocità ed in senso opposto: esisterà una compensazione degli effetti che però deve cessare sotto l'azione d'un campo magnetico esterno. Perchè quest'ultimo richiamerà nei due circuiti due correnti d'induzione *dello stesso senso* (dipendente, come si sa, dalla variazione del flusso magnetico attraverso i circuiti), e che si sovrapporranno alle due correnti elettroniche già esistenti.

Se allora si avvicina un tale atomo od un corpo composto da tali atomi ad un polo magnetico, questo richiamando le correnti indotte, esercita per la legge di Lenz, una forza di repulsione sul corpo e poichè le correnti indotte non trovano resistenza, la repulsione deve continuare fino a che si toglie il campo [1]: la sostanza si comporta *diamagneticamente*.

Se invece la compensazione dei momenti magnetici nei

---

[1] Togliere il campo significa provocare nei circuiti una induzione eguale ed opposta (decrescendo il flusso magnetico) per cui l'atomo torna allo stato neutro.

singoli atomi manca già prima della loro introduzione nel campo magnetico, questo può esercitare delle *azioni direttrici* sui momenti magnetici, da cui il *paramagnetismo*. Infine i corpi *ferromagnetici* che manifestano un magnetismo permanente, sembrano soggetti anche ad altre forze (forze molecolari), le quali però s'annullano oltre una temperatura critica, che (punto di CURIE) è, per esempio, per il ferro di circa 774°, per il nickel di circa 375°. Potrebbe darsi anche che le forze suddette sieno in stretta correlazione con la struttura cristallina, la quale per es. col ferro α, β e δ si rivela essere a cubi centrati, col ferro γ invece a facce centrate, corrispondentemente ad una improvvisa diminuzione della suscettività magnetica. Per quanto riguarda quindi le proprietà magnetiche nel caso del Fe, sembra che la forma magnetizzabile sia soltanto quella a cubi centrati. Per ulteriori notizie vedansi gli studi di WESTGREN e WEWER.

I raggi atomici.

Si sa dalla teoria cinetica (v. Cap. I) che il libero percorso delle molecole e degli atomi allo stato gassoso è tanto maggiore quanto minore è la densità del gas. Quindi con una rarefazione sufficientemente grande può anche avvenire che il libero percorso superi le dimensioni lineari del recipiente in cui il gas è racchiuso. Supponiamo allora che da un punto *a* (fig. 76) di uno spazio a bassa pressione partano degli atomi: taluni di essi potranno, senza subire urti con altri atomi o fra di loro, raggiungere, attraverso la fenditura f_1 l'apertura f_2 di un recipiente *R*, con una velocità dipendente solo dalle loro condizioni termiche.

È facile persuadersi che, in assenza di ogni perturbazione legata alle condizioni esterne e con un grado di vuoto in *R* tale che la condizione di cui sopra sia soddisfatta, cioè che le molecole od atomi *quivi* contenuti possano liberamente percorrere delle distanze *grandissime* rispetto alle dimensioni del recipiente, gli atomi, arrivando in f_2, continueranno rettilinearmente la loro traiettoria fino a raggiungere le pareti di *R*. Evidente-

mente essendo in tale modo quasi escluso entro R qualsiasi urto interatomico o intermolecolare, non si può più parlare di *gas* effluente dall'apertura bensì e solo di *raggi atomici*.

Il comportamento di questi raggi è analogo a quello dei raggi luminosi; si può infatti, interponendo degli oggetti sul loro percorso, ottenere delle « ombre », vale a dire, sullo schermo da essi colpito, prive di deposito atomico quelle parti che a partire dalla sorgente puntiforme dei raggi appaiono occultati dall'oggetto interposto.

Se la rarefazione nel recipiente in cui entrano i raggi viene diminuita, cioè aumentata la concentrazione atomica, l'ombra

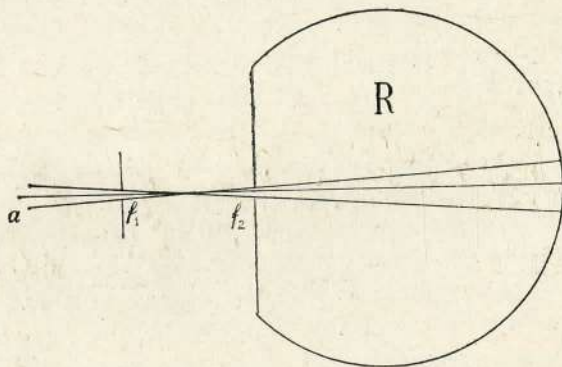



Fig. 76.

dell'oggetto risulta meno netta ed il deposito atomico più sbiadito; è questa una innegabile conseguenza delle collisioni degli atomi dei raggi con quelli liberamente vaganti nel recipiente. I raggi atomici si possono anche rendere visibili per risonanza mediante un raggio luminoso emesso dallo stesso elemento a cui essi appartengono.

L'importanza dei raggi atomici per la risoluzione dei problemi fisici è manifesta. Si ha infatti la possibilità di sperimentare, *non*, questo è vero, *su un singolo atomo*, ma tuttavia su *pochissimi atomi*, ognuno dei quali si muove nel raggio indipendentemente dagli altri, e di studiarne la velocità, le deviazioni

per urti ed il comportamento di forze esterne (gravitazionali, magnetiche, elettriche). Gli atomi si raccolgono su una lastrina che fa l'ufficio della parete del recipiente R ove è colpita dai raggi. Condizione essenziale è che gli atomi vi rimangano aderenti, cioè non evaporino, il che dipende dalla temperatura della lastrina. Purchè essa sia sufficientemente bassa, tutti gli atomi di tutti gli elementi si condensano sul bersaglio. Su altri fattori in proposito non è qui il luogo di fermarsi. Se per caso l'atomo non viene subito fissato, bensì *riflesso* (si può anche dire: dopo condensazione e brevissima permanenza di nuovo vaporizzato), esso vagando per lo spazio rimbalzerà tante volte sulle pareti finchè, diminuita la sua velocità, finisce per aderire in qualche punto.

Naturalmente i depositi atomici ottenuti presentano degli spessori minimi. Anzi si può dire ch'essi costituiscono le minime tracce di sostanze ancora percepibili. Infatti si è arrivati a distinguere strati di appena $2 \cdot 10^{-9}$ cm. di spessore *medio*, cioè di circa 1/10 di spessore atomico. Poichè otticamente non si può arrivare che a circá $3 \cdot 10^{-8}$ cm., occorre aumentare lo spessore dello strato interposto senza disturbare la configurazione del deposito stesso. Si può ricorrere al vapore di cadmio nel vuoto: il cadmio si deposita solo ove già esistono atomi metallici, mentre viene riflesso dal vetro. Oppure si *sviluppa* il deposito atomico in bagno di idrochinone e nitrato d'argento. L'argento precipita allora soltanto in corrispondenza degli atomi metallici del deposito. L'esame ai raggi X col metodo di DEBYE-SCHERRER di depositi notevoli, *non* rinforzati, rivelò l'esistenza di minutissimi cristallini, mentre i depositi deboli si palesarono amorfi.

Si può pensare che gli atomi arrivando sulla lastrina, vi rimangano, ma non fermi al punto toccato per primo; essi probabilmente si muovono sulla lastrina finchè incontrano altri atomi arrivati dopo di essi, coi quali allora s'uniscono a formare quei minuti cristalli di cui sopra. Un altro interessante fenomeno avviene con raggi molto intensi. Arrivando sulla lastrina molti di essi incontrano in vicinanza del bersaglio gli atomi *ri-*

flessi, e siccome questi ultimi possiedono minor velocità dei primi, vengono di nuovo trascinati sulla lastrina, davanti alla quale si forma così uno strato *soprassaturo di vapore*, la cui esistenza si può sperimentalmente verificare. In quanto all'utilità dei raggi atomici nelle ricerche fisiche, abbiamo già fatto cenno, trattando del magnetismo atomico, all'esperimento di STERN e GERLACH. Vediamo ora qualche altra applicazione.

La teoria cinetica dei gas ci dà il mezzo, data la massa e la temperatura, di calcolare la velocità delle molecole (v. pag. 18).

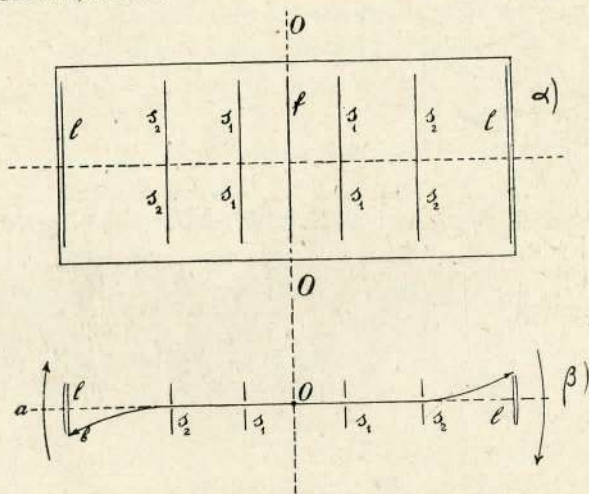



Fig. 77.

Se quindi si può sperimentalmente ricavare la velocità, è possibile verificare l'esattezza della teoria.

Il dispositivo adottato da STERN e BORN è rappresentato schematicamente dalla fig. 77.

Intorno all'asse $O\ O$ (fig. 77 α) coincidente con un filo f di platino argentato alla temperatura di 1500° e da cui vengono proiettati gli atomi d'Ag, ruota nel vuoto un tamburo cui sono fissate le lastrine $l\ l$ e gli schemi s_1, s_2 provvisti di fenditure verticali (fig. 77 β).

I raggi atomici attraversano queste fenditure e colpiscono le lastrine d'ottone secondo una striscia verticale *non* però in

corrispondenza della congiungente $O\alpha$, e ciò perchè nel tempo che gli atomi percorrono lo spazio fra il filo e le lastrine, il tamburo ha già ruotato di un certo angolo. Per modo di dire gli atomi ritardano rispetto al tamburo ruotante. Se allora t è il tempo ch'essi impiegano per superare la distanza r del filo centrale dalle lastrine l, la loro velocità sarà

$$v = \frac{r}{t}. \tag{1}$$

Ma in questo tempo t le lastrine avranno percorso lo spazio

$$s = 2\,\pi r n t$$

ove n è il numero dei giri al secondo del tamburo. Quindi gli atomi cadranno in b e non in a (fig. 77 β). Per la (1) è poi

$$s = 2\,\pi n \frac{r^2}{v}$$

e

$$v = 2\,\pi n r^2 \frac{1}{s}.$$

Tutte le grandezze del secondo membro sono note. s si ottiene facendo girare il tamburo una volta in un senso, una volta nell'altro e dividendo per due la distanza fra loro delle tracce ottenute sulle lastrine.

Mentre la teoria cinetica dà per l'Ag $v = 672$ m/sec. in base al peso molecolare ed alla temperatura, l'esperimento diede per $n = 45$, $v = 675$ m/sec.

Born potè anche determinare il libero percorso degli atomi nel seguente modo.

Un gruppo n_0 di atomi di un raggio atomico limitato da piccolissime aperture entri in un recipiente ed attraversi un gruppo di altri atomi allo stato di gas estremamente rarefatto. Con un ragionamento simile a quello per l'assorbimento a pag. 99 si può osservare che il numero di atomi Δn del raggio,

che vengono deviati per le collisioni con gli atomi del recipiente lungo il tragitto Δl, è inversamente proporzionale al libero percorso atomico λ. Quindi

$$-\Delta n = \frac{1}{\lambda} n \Delta l$$

da cui, se n_0 era il numero degli atomi iniziali del raggio, si ha il numero n di atomi che raggiungono la distanza l:

$$n = n_0 e^{-\frac{l}{\lambda}}. \qquad (1)$$

Sia allora S (fig. 78) una sorgente d'atomi di Ag. Il raggio lievemente divergente che attraversa f incontra sul suo cammino dei quadranti V di vetro appoggiati sui dischi forati D_1, D_2, D_3, D_4 e spostati reciprocamente in modo che il precedente non copra (rispetto al raggio) nessuno dei susseguenti. Se il recipiente

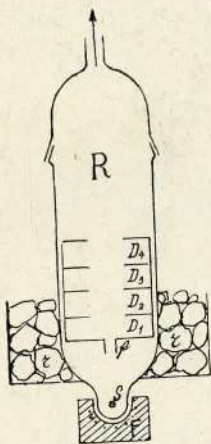



Fig. 78.

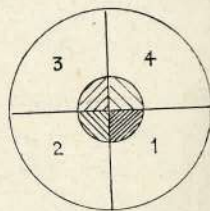



Fig. 79.

fosse perfettamente vuoto, il numero degli atomi che si fissano su ciascuna lastrina diminuirebbe (per sole ragioni geometriche), dal quadrante 1° al 4° (il raggio è divergente). Se invece contiene del gas vi saranno inoltre atomi del raggio che andranno deviati e perduti proporzionalmente alla concentrazione gassosa nel recipiente, per cui la diminuzione è legata anche alla formola (1).

La fig. 79 dà schematicamente l'aspetto dei depositi delle quattro lastrine. Quella più vicina alla sorgente cioè la 1 presenta il deposito massimo, la più lontana 4 il deposito minimo.

Il libero percorso si ottiene misurando la pressione nel recipiente, lo spessore dei depositi e le lunghezze dei raggi che li generano. Introducendo il valore trovato in una formola della teoria di MAXWELL che dà la distanza molecolare d (somma dei raggi delle due specie d'atomi, del raggio e del recipiente) in funzione del libero percorso λ, si ottiene, sperimentando sull'Ag e aria:

$$d = 2{,}6 \cdot 10^{-8} \text{ cm.}$$

in buona concordanza con gli ordini di grandezza di pag. 23.

Nella fig. 78 è F un piccolo forno necessario pel riscaldamento dell'argento s ($\sim 1500^0$), r del CO_2 solido, affinchè il calore del forno rimanga limitato al basso.

He, H_2, C.

Il modello d'He accennato a pag. 235 (nota) è instabile. Uno nuovo è proposto da SOMMERFELD secondo il quale le orbite ellittiche dei due elettroni sono complane e diametralmente opposte; cioè su uno stesso asse rettilineo si trovano: afelio, perielio delle due orbite e nucleo centrale. Ciò sembra confermato dal comportamento dielettrico del gas elio, il quale dimostra che l'atomo d'He ha un momento elettrico risultante nullo, il che non sarebbe possibile se i due momenti elettrici (elettroni-nucleo) non avessero asse comune.

Ad onta d'un copioso materiale teorico e sperimentale non si è ancora potuto stabilire per l'H_2 un modello definitivo che soddisfi a tutti i requisiti voluti. Rimane così finora insoluto il problema del più semplice composto omeopolare.

Da esperienze di FOWLER sullo spettro di scintilla del carbonio sembra che le 4 orbite ellittiche di cui a pag. 237 non sieno equivalenti fra loro. In generale si può dire che conservandosi l'idea fondamentale di BOHR, il modello di struttura extranucleare va continuamente trasformandosi e, possiam dire, complicandosi.

Altrettanto avviene del sistema nucleare, al quale si è già applicata la teoria dei quanti, in particolare per spiegare i diversi livelli d'energia che sembrano esistere nell'interno del nùcleo degli elementi radioattivi. Il passaggio d'un elettrone β da un livello all'altro è causa d'una emissione di raggi γ. Questa emissione dovrebbe precedere la disintegrazione del nucleo. Ma queste non sono per ora che ipotesi.

Quanti di luce ed esperimento Compton.

È noto come la teoria ondulatoria della luce benchè spieghi ottimamente i fenomeni d'interferenza e rifrazione non riesca invece a dar conto della produzione e trasformazione dell'energia luminosa. E viceversa per la teoria dei quanti. I tentativi fatti per gettare un ponte fra le due teorie non hanno ancora condotto a risultati definitivi. Tuttavia i quanti hanno potuto fare, per merito di COMPTON un buon passo innanzi.

Gli effetti fotoelettrici [1] ed i soliti fenomeni d'assorbi-

---

[1] Quando dell'energia luminosa di lunghezza d'onda appropriata cade su una superficie metallica, scaturiscono da questa dei raggi corpuscolari negativi, cioè il metallo si carica positivamente. La carica specifica di questi raggi corpuscolari è quella stessa dei raggi catodici, per cui si tratta anche qui di elettroni (negativi), ma di velocità molto minore, corrispondente ad una tensione generatrice di pochi volt (v. pag. 58).

(Si è detto «di lunghezza d'onda appropriata», perchè il fenomeno si verifica per ogni lunghezza d'onda della luce incidente che sia minore di una data lunghezza d'onda, caratteristica per il metallo illuminato).

La velocità degli elettroni si dimostra indipendente dall'intensità della luce incidente e invece dipendente dal *colore* o frequenza di quest'ultima. L'intensità determina solo la quantità degli elettroni emessi).

La misura quantitativa dell'effetto fotoelettrico si basa sul fatto che si può impedire agli elettroni di abbandonare la superficie metallica, mediante un campo elettrico antagonista al moto degli elettroni stessi. Si può quindi per un dato metallo ed una data frequenza della luce incidente stabilire una differenza di potenziale (o controtensione) E tale che il prodotto Ee (ove e è la carica d'un elettrone) sia eguale all'energia cinetica impartita all'elettrone dal raggio di luce incidente. D'altra parte si è detto che la velocità degli elettroni risulta proporzionale alla frequenza ν di questa luce, per cui, esprimendo la velocità in volt (intendendo con ciò quella differenza di potenziale E in volt

mento o d'eccitazione delle righe spettrali nel campo ottico e dei raggi X dànno l'impressione che l'energia ondulatoria sia concentrata (puntiforme) come quella dei raggi corpuscolari. Sembra che nella luce di frequenza ν esistano degli elementi d'energia $h\nu$, i quali, colpendo degli atomi in determinate condizioni, sieno atti a liberarne degli elettroni aventi un'energia cinetica eguale all'energia $h\nu$ del raggio incidente. Sembra cioè necessario ammettere l'esistenza di *quanti di luce*.

È istruttivo come oggi con questi quanti si lasci per es. spiegare un fenomeno (quello di DOPPLER) che sembrerebbe concepibile solo dal punto di vista della teoria ondulatoria.

Ma già in antecedenza l'effetto ZEEMAN normale era stato risolto dalla teoria quantistica in concorrenza alla classica di LORENTZ. In ambedue i casi il quanto d'azione *h scompare* nell'equazione finale, al qual fatto si attribuisce il successo della vecchia teoria ondulatoria nella interpretazione dei due effetti.

Il principio di DOPPLER è noto tanto in acustica che in ottica. L'orecchio che si avvicina ad una sorgente sonora, le attribuisce

---

che appena ancora impedisce la libera emissione degli elettroni) si può porre

$$\frac{1}{2} mv^2 = eE = h\nu - P$$

ove h è una costante di carattere universale (quanto d'azione di PLANCK) e P una costante che dipende invece solo dalla natura del metallo e dei gas occlusi od assorbiti e che rappresenta il lavoro (di distacco) che l'elettrone deve fare per liberarsi dalla superficie del metallo.

Si può anche scrivere, posto $P = eE'$:

$$h\nu = eE + eE'$$

Per $E = 0$ cioè per una velocità v nulla, si ha

$$\nu_0 = \frac{eE'}{h}$$

vale a dire ν_0 è la frequenza minima, o frequenza limite, per la quale potrebbe verificarsi l'effetto fotoelettrico. E' diminuisce col crescere del carattere elettropositivo del metallo (quindi per es. più piccolo per il potassio che per il rame) ed è dell'ordine di $1 \div 2$ volt.

un tono più alto che se fosse immobile rispetto ad essa, e viceversa se si allontana, perchè il numero delle onde (o vibrazioni) che arrivano all'orecchio nell'unità di tempo è maggiore nel primo caso e minore nel secondo. Si palesa cioè l'influenza della velocità di spostamento dell'orecchio rispetto alla sorgente o viceversa.

Lo stesso accade in ottica: la lunghezza d'onda (e quindi la frequenza) di una data luce dipende dalla velocità con la quale la sorgente s'avvicina o s'allontana da noi. Quindi lo spettro d'una sorgente luminosa in moto si troverà spostato verso il rosso od il violetto a seconda che la distanza cresce o diminuisce rispetto al punto d'osservazione. Lo spostamento relativo è eguale al rapporto fra la proiezione della velocità della sorgente luminosa sulla retta visuale e quella della luce, quindi:

$$\frac{\Delta\nu}{\nu} = -\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \frac{v}{c}\cos\delta \qquad (1)$$

ove δ è l'angolo fra la direzione di v e la visuale. Si arriva alla stessa formola partendo dall'ipotesi dei quanti di luce.

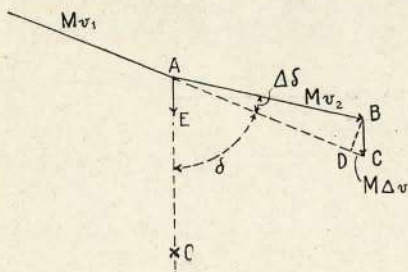



Fig. 80.

Supponiamo infatti che, invece d'un'onda sferica, il punto luminoso emetta nella direzione della visuale *OA* (fig. 80) un quanto di luce d'energia $h\nu$.

Derivando questa energia rispetto alla velocità si ottiene l'impulso $h\nu/c$ del quanto di luce; l'atomo quindi, per il teorema della conservazione dell'impulso, riceve una quantità di moto $-h\nu/c$ in senso opposto [1].

---

[1] SOMMERFELD, alla cui già citata opera rimandiamo per maggiori particolari, deriva elegantemente l'espressione $\frac{h\nu}{c}$ dell'impulso dalla legge di EIN-

Sia allora Mv_1 l'impulso originario dell'atomo e Mv_2 quello dopo l'emissione. Questa avvenga sotto un angolo δ con la direzione primitiva (fig. 80). Costruito il triangolo ABC (ove $BC = AE$) e condotta la normale BD ad AC, si ha in DC la variazione $M\Delta v$ dell'impulso dell'atomo, cioè (dal triangolo DBC):

$$M\Delta v = M(v_1 - v_2) = \frac{h\nu}{c}\cos\delta \tag{2}$$

poichè $\widehat{BCA} = \delta$.

Consideriamo ora le relazioni energetiche. A pag. 199 la prima equazione della nota dà in linea generale, per l'atomo in quiete:

$$W_{\text{iniziale}} - W_{\text{finale}} = h\nu \tag{3}$$

cioè dal passaggio dalla configurazione W_i alla W_f l'atomo emette una luce di frequenza ν. Nel nostro caso la frequenza emessa non sarà però ν bensì $\nu + \Delta\nu$ perchè l'atomo si muove. Quindi se applichiamo il teorema della conservazione dell'energia possiamo scrivere:

$$\frac{M v_1^2}{2} + W_i = \frac{M v_2^2}{2} + W_f + h(\nu + \Delta\nu) \tag{4}$$

ove $h(\nu + \Delta\nu)$ rappresenta l'energia del quanto di luce emesso.

Per la (3) si ricava dalla (4)

$$h\Delta\nu = \frac{M}{2}(v_1^2 - v_2^2) = M\Delta v\,\frac{v_1 + v_2}{2}$$

STEIN dell'inerzia dell'energia (v. pag. 171). La massa del quanto luminoso allora:

$$\mu = \frac{h\nu}{c^2}$$

e quindi l'impulso

$$\mu c = \frac{h\nu}{c}$$

Posto $\frac{v_1 + v_2}{2} = \bar{v}$ e tenendo presente la (2) si ha

$$\frac{\Delta \nu}{\nu} = \frac{\bar{v}}{c} \cos \delta$$

cioè la stessa espressione della (1).

L'impulso del quanto di luce è in realtà $\frac{h(\nu + \Delta \nu)}{2}$. Se se ne volesse tener conto, il risultato cambierebbe solo per termini di 2° ordine in $(\bar{v} : c)^2$. La sostituzione di $\bar{v}$ a v non dice praticamente nulla, come osserva SOMMERFELD (l. c.) a cui questa dimostrazione è dovuta.

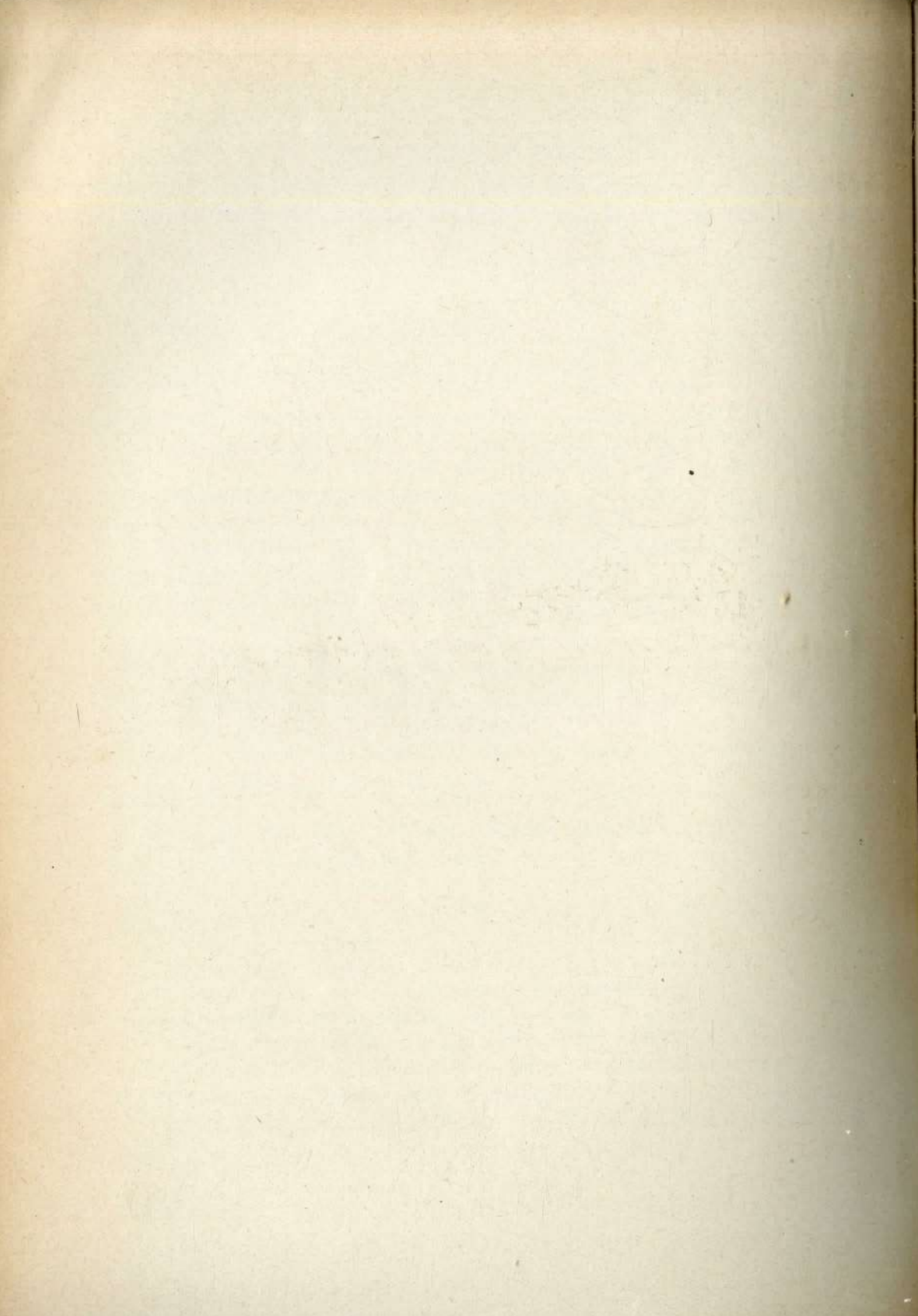
Benchè, come si è visto, l'effetto DOPPLER venga spiegato altrettanto bene con l'una che con l'altra teoria, esso però non decide nulla nè in pro nè in contro una qualunque di esse. Invece l'experimentum crucis fra le due teorie sembra che stia per diventare l'effetto scoperto da COMPTON, nella dispersione dei raggi X. COMPTON, facendo cadere dei raggi X molto duri su di un radiatore di basso peso atomico, osservò che lo spettro secondario era spostato rispetto al primario di un valore $\Delta \lambda$ dipendente solo dall'angolo di dispersione.

Secondo la teoria ondulatoria la dispersione avverrebbe per la vibrazione degli elettroni colpiti dai raggi X, vibrazione in ritmico accordo con la radiazione incidente, per cui i raggi secondari dovrebbero possedere la stessa frequenza (o lunghezza d'onda) dei primari. Se ciò non avvenisse, la teoria ondulatoria perderebbe ogni valore. Quindi l'effetto COMPTON può divenire decisivo qualora non sia possibile trovare altra spiegazione dal punto di vista ondulatorio dell'importante fenomeno.

La fig. 80 può ancora servire per rappresentare l'effetto in questione: Mv_1 e Mv_2 si riferiscono ora alla radiazione incidente e secondaria, $h\nu$ all'elettrone colpito dalla radiazione incidente medesima. Il calcolo si basa come nell'effetto DOPPLER sui due principii della conservazione dell'impulso e dell'energia; esso dà non solo lo spostamento $\Delta \lambda$ ma anche la grandezza e la direzione del moto dell'elettrone urtato dal quanto di luce inci-

dente. Nello spettro visibile non si può attendere un effetto simile perchè la variazione della lunghezza d'onda è dell'ordine di 10^{-5} Å, quindi otticamente non percettibile. Si ha allora praticamente $\Delta\lambda = 0$.

Ma se l'effetto è reale coi raggi ad alta frequenza e siccome la misura delle lunghezze d'onda si basa sulla diffusione dei raggi nei reticoli cristallini, bisogna pensare che tutte le misure sieno sbagliate di una certa quantità $\Delta\lambda$! La scoperta dell'effetto COMPTON conduce, come si vede, ad un seria difficoltà.

Un raggio nel quale energia ed impulso sono localizzati puntiformemente, non si distingue più da un raggio corpuscolare; si ritorna, come abbiamo osservato a pag. 5, alla teoria di NEWTON. Teniamo però presente che la teoria ondulatoria non ha ancora completamente ceduto il campo, per cui un giudizio definitivo non è ancora possibile, ma lo sarà forse soltanto in seguito a nuove scoperte.

APPENDICE

NOTA I
alla teoria dei quanti di cui alle pagg. 190 e 194

Consideriamo l'*oscillatore* di pag. 189 per il quale intendiamo un elettrone di massa m che eseguisce delle oscillazioni rettilinee, sotto l'influenza d'una forza proporzionale alla distanza che lo separa dalla sua posizione di riposo. Se a è l'ampiezza della oscillazione ed x la distanza che all'istante t separa l'elettrone dalla sua posizione di riposo, l'equazione che rappresenta il moto è

$$x = a \operatorname{sen} 2 \pi \nu t \qquad (1)$$

ove ν è il numero delle oscillazioni libere dell'elettrone nell'unità di tempo.

Nell'istante t la velocità dell'oscillatore sarà la derivante di x rispetto a t e cioè:

$$v = 2 \pi \nu a \cos 2 \pi \nu t. \qquad (2)$$

Se ora moltiplichiamo questo valore per la massa m dell'elettrone, noi avremo l'*impulso* o *quantità di moto* p dell'oscillatore:

$$p = v\, m = 2 \pi \nu m a \cos 2 \pi \nu t. \qquad (3)$$

Eliminando t dalla (1) e (3) si ottiene la equazione

$$\frac{x^2}{a^2} + \frac{p^2}{(2 \pi \nu m a)^2} = 1$$

che è l'equazione d'un'ellisse i cui semiassi sono a e $2 \pi \nu m a$.

Quindi se si portano, in un sistema di coordinate ortogonali, i valori di x come ascisse e quelli di p come ordinate, per ogni valore di a si ottiene una determinata ellisse. L'ipotesi di PLANCK consiste nello ammettere che la superficie compresa fra due successive di queste ellissi (fig. 81) sia precisamente eguale ad un *quanto d'azione* h, per cui l'area totale di una di queste curve rappresenta un multiplo intero di quanti d'azione.

Sia a il semiasse maggiore della ellisse più interna; la sua area sarà

$$a\, b\, \pi = 2 \pi^2 \nu m a^2.$$

Ora l'energia totale ε dell'oscillatore quando passa per il suo centro d'attrazione è costituita soltanto dalla sua energia cinetica, essendo nulla quella potenziale, cioè:

$$\varepsilon = \frac{m}{2} a^2 (2 \pi \nu)^2,$$

da cui:

$$\frac{\varepsilon}{\nu} = h = a \cdot 2 \pi \nu m a \cdot \pi = a b \pi.$$

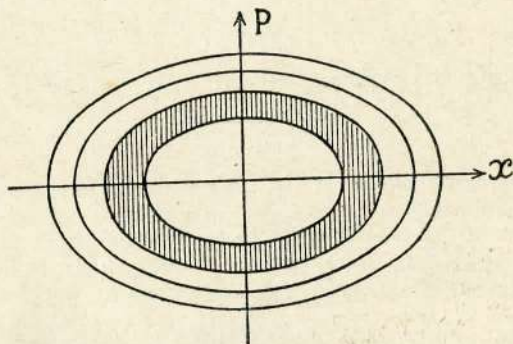



Fig. 81.

Quindi quando l'oscillatore possiede *un sol quanto* $\varepsilon = h \nu$ d'energia, il suo punto rappresentativo descrive l'ellisse più interna; se la sua energia è

$$E = n \varepsilon = n h \nu, \tag{4}$$

il punto rappresentativo descriverà l'orbita ennesima.

Passiamo ora al *rotatore*, per il quale intenderemo ancora un elettrone di massa m che ruoti con velocità uniforme su un cerchio di raggio a intorno ad un centro fisso. La posizione dell'elettrone in un certo istante sarà determinata dall'angolo φ che la retta che lo congiunge al centro forma con un'altra fissa, scelta arbitrariamente ($\varphi_0 = 0$).

La velocità angolare sarà la derivata dell'angolo descritto rispetto al tempo:

$$\omega = \frac{d \varphi}{d t},$$

la velocità lineare:

$$v = a \omega$$

(vedi pag. 193).

Il *momento d'impulso* rispetto al centro è

$$p = m a^2 \omega,$$

costante per un raggio a dato.

Portiamo di nuovo i valori di φ come ascisse e quelli di p come ordinate. Siccome p è costante avremo, non più un'ellisse come con l'oscillatore, bensì una retta parallela all'asse delle φ; e siccome φ varia, in una rivoluzione del rotatore intorno al centro, fra o e 2π, tale retta sarà limitata ad un segmento eguale a 2π (fig. 82).

La teoria dei quanti assume allora come eguale ad h l'area del rettangolo di base 2π ed altezza p.

Da cui la relazione quantistica

$$2\pi p = h$$

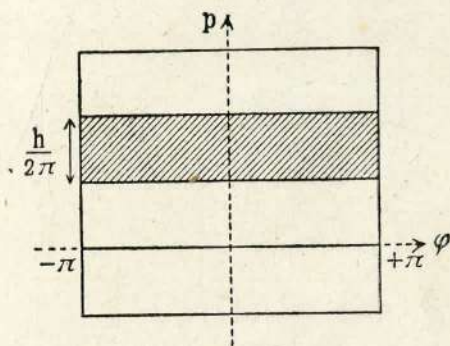



Fig. 82.

onde, mentre l'oscillatore veniva quantizzato in base a *quanti d'energia* (4), il rotatore lo è in base a *quanti di momento d'impulso*:

$$P = n p = \frac{n h}{2\pi},$$

cioè il momento d'impulso P è un multiplo intero di $p = \frac{h}{2\pi}$.

Tenendo conto che $\omega = 2\pi\nu = \frac{2\pi}{T}$ ove T è il periodo si ha

$$\frac{m v^2}{2} = P \cdot \frac{\omega}{2} = \frac{n h}{2\pi} \cdot \frac{2\pi}{2T} = \frac{n h}{2T},$$

cioè la relazione della nota a pag. 194.

Per ulteriori notizie si consulti l'ottima e completissima opera di Sommerfeld, *Atombau und Spektrallinien* (vedi bibliografia), oppure la chiara esposizione di Berthoud nella sua *Constitution des atomes*.

NOTA II.

(Vedi pagina 132).

Le applicazioni dei raggi X si distinguono per ora in medicali, industriali e scientifiche.

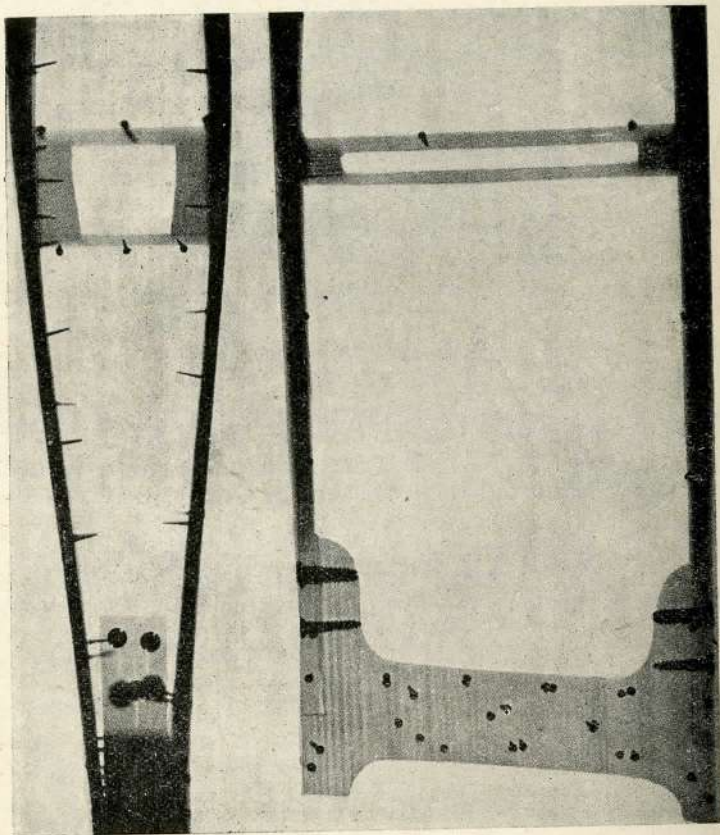



Fig. 83. — Membratura d'aeroplano in cui si vedono delle spaccature del legno prodotte dalle viti.

Le *medicali* comprendono la radioscopia, la radiografia e la radioterapia. Le prime due sono basate sulla diversità d'assorbimento dei raggi X da parte

degli elementi costituenti il corpo umano. Questi elementi sono essenzialmente rappresentati da *H*, *C*, *N*, *O*, *P* e *Ca* rispettivamente di numero d'ordine 1, 6, 7, 8, 15, 20, e siccome l'assorbimento atomico cresce con la quarta potenza (approssimativamente) di tale numero così le ossa (*O*, *P*, *Ca*) assorbendo più delle carni (*H*, *C*, *N*, *O*) producono ad es. sullo schermo di platinocianuro di bario un'ombra più scura. Ogni corpo estraneo poi che abbia un numero atomico superiore al *Ca*, come un proiettile di piombo, un ago, ecc., risaltano

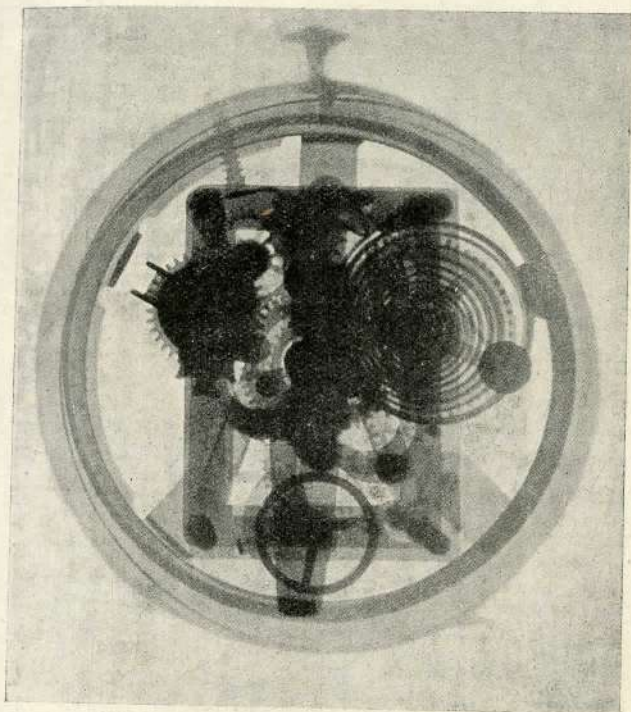



Fig. 84. — Radiografia di una sveglia.

ancor più delle ossa ed è questa pure la ragione per la quale si somministra del bismuto (num. at. 83) quando si vuole radiografare l'apparato digerente.

Nella terapia i raggi *X* qualora vengano rigorosamente filtrati e dosati, possono anche curare certe gravi affezioni quali il lupus, il cancro, i tumori, ecc. Come nel caso dei raggi γ delle sostanze radioattive, i raggi *X* agiscono principalmente per le radiazioni ondulatorie secondarie ed i raggi β secondari che producono nei tessuti malati, alterandoli ed anche distruggendoli prima dei tessuti sani, più resistenti che non i malati all'azione dei raggi *X*.

Le applicazioni *industriali* dei raggi X si vanno moltiplicando giorno per giorno, ad onta di una tecnica ancora imperfetta. Una delle più estese è la

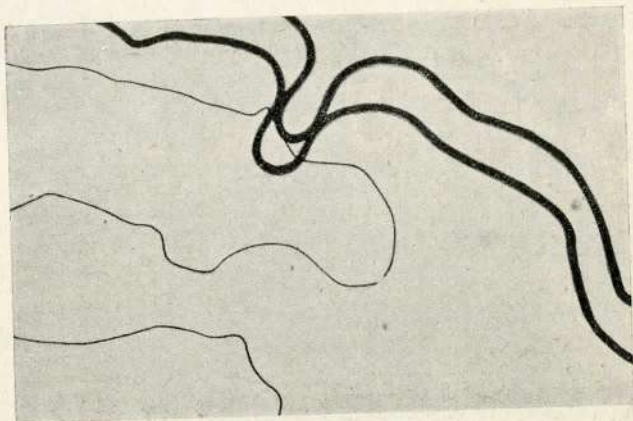



Fig. 85. — Giacca da pilota d'aeroplano con riscaldamento elettrico. Un filo è rotto.

radiografia, mediante la quale si vengono a conoscere tutti i difetti interni e nascosti di pezzi ed oggetti variissimi di metallo, legno od altro, senza tuttavia

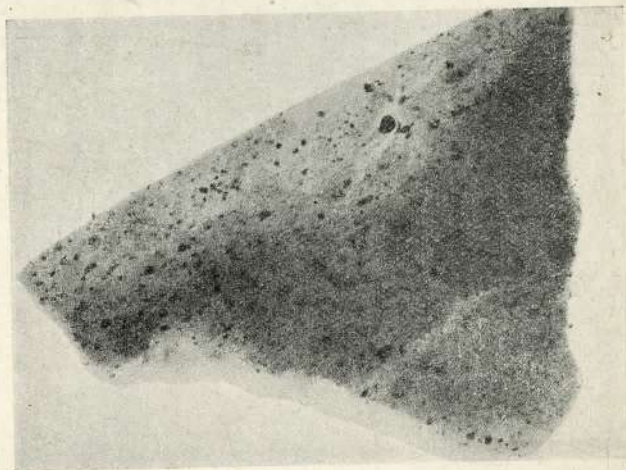



Fig. 86. — Elettrodo di carbone con impurità metalliche.

via ledere in alcun modo gli oggetti da esaminare. Questi si pongono usualmente fra il tubo generatore e lo schermo o la lastra fotografica. Protezioni adeguate devono venir prese per evitare i danni all'operatore da parte specialmente di

radiazioni secondarie diffuse in tutte le direzioni. In caso d'impianti di qualche importanza l'operatore si ripara in una cabina foderata di piombo, dalla quale controlla il funzionamento del tubo attraverso finestre di vetro al piombo.

I raggi X rendono già preziosi servigi nell'industria degli aeromobili, dell'automobilismo, della gomma e degli isolanti; nell'elettrotecnica, nelle fonderie, nella verifica delle saldature, nella fabbricazione degli esplosivi e in molte altre applicazioni. Le figg. 83 a 87 tolte dal Kaye: Practical applications of X-Rays ne danno qualche esempio.

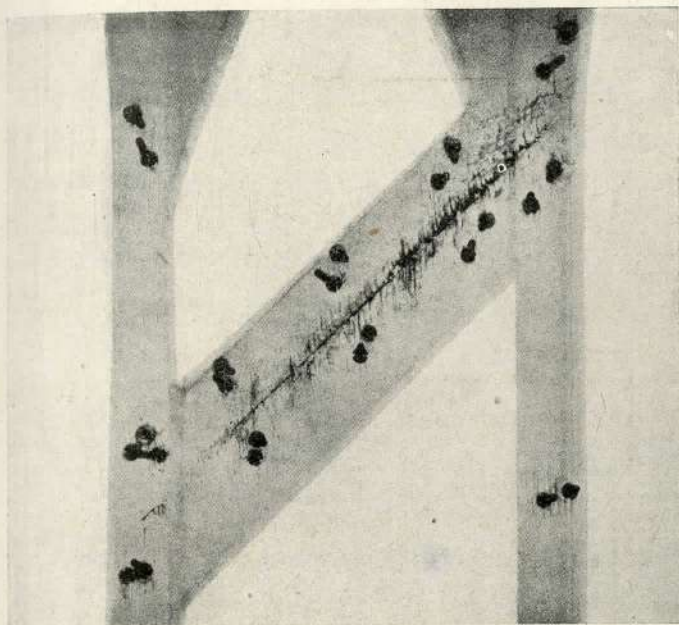
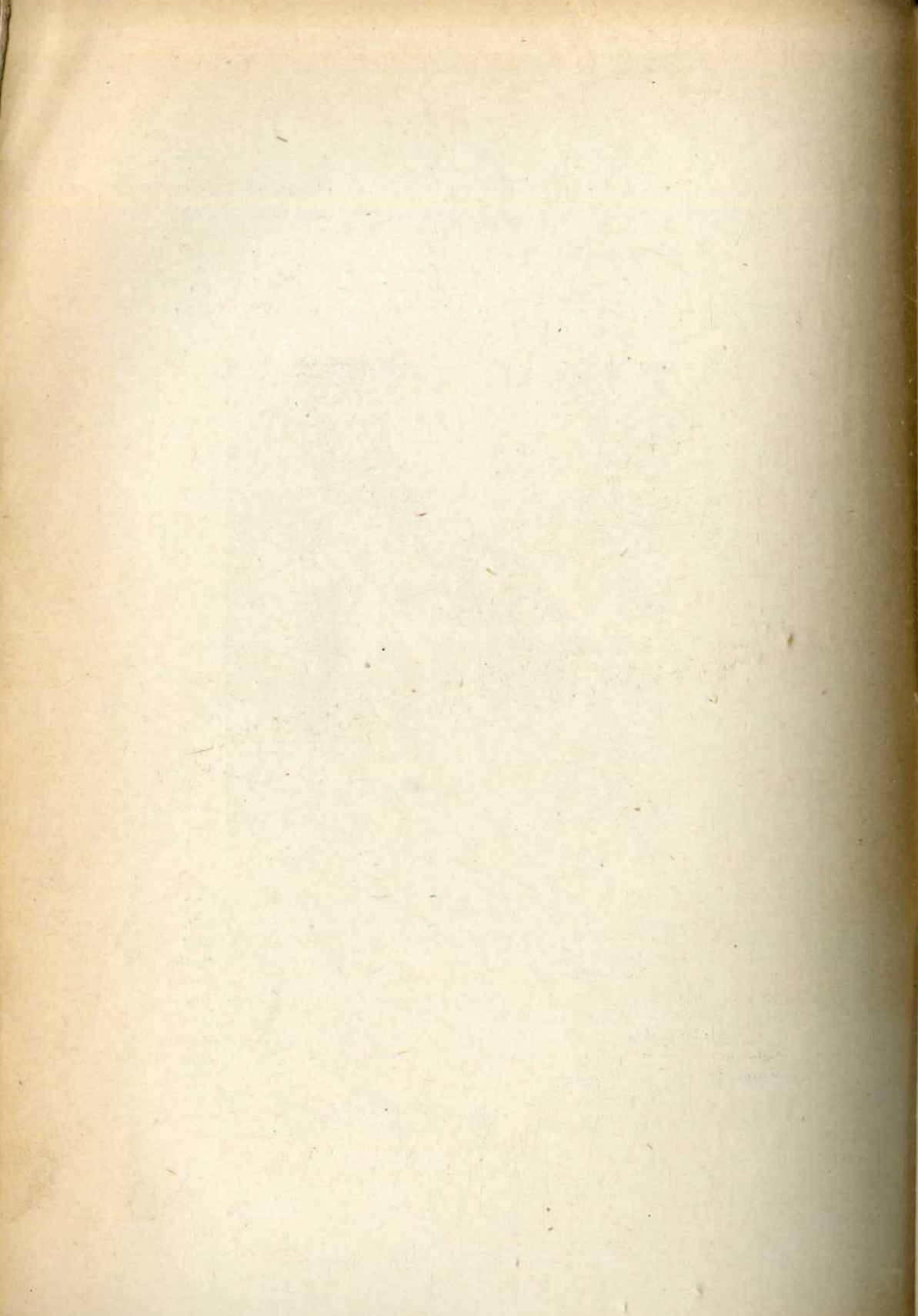



Fig. 87. — Pezzo d'aeroplano con un giunto nascosto e proibito.

Un secondo ed altrettanto importante ramo d'utilizzazione industriale è la radiospettrometria, cioè lo studio della struttura cristallina, come è intuitivo dopo quanto venne esposto nel IV capitolo. Cristallografia, chimica e metallurgia s'avvantaggiano di questo nuovo mezzo d'analisi, sia seguendo il metodo dei Bragg sia quello di Debye e Scherrer coi cristalli in polvere. In particolare i metalli e le leghe rivelano la variazione della loro struttura cristallina sotto le azioni termiche e meccaniche.

Le applicazioni *scientifiche* vertono intorno alle ricerche sulla costituzione della materia, sulla natura dell'energia, ecc. Rimandiamo il lettore a quanto venne già detto in proposito nel testo.

INDICE ALFABETICO

INDICE ALFABETICO